

**Государственный научный центр Российской Федерации  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

УДК 539.121.4

На правах рукописи

Морозов Дмитрий Александрович

**Измерение односпиновой асимметрии инклузивного  
образования  $\pi^0$ -мезонов в  $p_{\uparrow p}$ -взаимодействиях при  
 $\sqrt{s} = 200$  ГэВ.**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук  
Александр Николаевич Васильев

Протвино 2006 г.

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Экспериментальная и теоретическая ситуации с поляризационными эффектами во взаимодействии адронов высокой энергии</b>	<b>7</b>
1.1 Экспериментальные результаты по исследованию односпиновой асимметрии $A_N$ в адронных столкновениях . . . . .	9
1.1.1 Эксперименты по измерению $A_N$ в центральной области . . . . .	10
1.1.2 Эксперименты в области фрагментации поляризованной частицы	14
1.1.3 Эксперименты в области фрагментации неполяризованной ча-	
стицы . . . . .	18
1.2 Теоретические модели образования односпиновой асимметрии . . . . .	20
1.2.1 Модели с дополнительным поперечным импульсом . . . . .	22
1.2.2 Вклад высших твистов . . . . .	27
1.2.3 Модели с хромо-магнитным полем . . . . .	29
1.2.4 Модели с орбитальным моментом . . . . .	32
1.2.5 Другие модели . . . . .	34
<b>2 Описание эксперимента</b>	<b>35</b>
2.1 Поляризованный протонный пучок на коллайдере RHIC . . . . .	35
2.2 Передний пионный детектор . . . . .	37
2.3 Прототип переднего пионного детектора в сеансе 2002 года . . . . .	39
2.3.1 Прототип торцевого электромагнитного калориметра . . . . .	39
2.3.2 Прототип детектора максимума ливня . . . . .	41
2.3.3 Свинцовое стекло и фотоумножители . . . . .	42
2.3.4 Пучковые счетчики – мониторы светимости . . . . .	43
2.3.5 Электронная аппаратура и триггер . . . . .	43
2.4 Передний пионный детектор в сеансе 2003 года . . . . .	45
2.4.1 Калориметры из свинцового стекла . . . . .	45
2.4.2 Детектор максимума ливня . . . . .	46
2.4.3 Пучковые счетчики – мониторы светимости . . . . .	48
2.4.4 Электроника . . . . .	49
<b>3 Первые результаты по односпиновой асимметрии в реакции <math>p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X</math> вперед при <math>\sqrt{s} = 200</math> ГэВ</b>	<b>51</b>
3.1 Постановка эксперимента . . . . .	51

3.2	Анализ данных . . . . .	53
3.2.1	Реконструкция $\pi^0$ -мезонов . . . . .	53
3.2.2	Калибровка калориметров . . . . .	56
3.2.3	Сравнение с моделированием методом Монте-Карло . . . . .	58
3.2.4	Алгоритм вычисления асимметрии . . . . .	60
3.3	Экспериментальные результаты . . . . .	64
3.4	Обсуждение результатов . . . . .	67
3.4.1	Сравнение с другими экспериментальными данными . . . . .	67
3.4.2	Сравнение с теоретическими моделями . . . . .	67
3.4.3	Поляриметрия на основе асимметрии в инклузивных реакциях .	68
3.5	Выводы по данной главе . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Дальнейшее изучение односпиновой асимметрии в реакции <math>p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X</math> при <math>\sqrt{s} = 200</math> ГэВ</b>	<b>71</b>
4.1	Постановка эксперимента . . . . .	71
4.2	Анализ данных . . . . .	72
4.2.1	Реконструкция гамма квантов от распада $\pi^0$ -мезонов высокой энергии в калориметре из свинцового стекла . . . . .	72
4.2.2	Моделирование развития электромагнитных ливней высокой энергии в калориметре из свинцового стекла и сравнение с экспериментальными данными . . . . .	74
4.2.3	Калибровка калориметров переднего пионного детектора . . . . .	86
4.2.4	Сравнение кинематических переменных с результатами моделирования . . . . .	92
4.2.5	Алгоритм вычисления асимметрии . . . . .	94
4.3	Экспериментальные результаты . . . . .	98
4.4	Обсуждение результатов . . . . .	100
4.4.1	Сравнение с другими экспериментальными данными . . . . .	100
4.4.2	Сравнение с теоретическими моделями . . . . .	102
4.5	Выводы по данной главе . . . . .	104
<b>Заключение</b>		<b>106</b>
<b>Список литературы</b>		<b>109</b>
<b>Список иллюстраций</b>		<b>117</b>
<b>Список таблиц</b>		<b>123</b>
<b>Приложение А</b>		<b>124</b>

# Введение

Спин по своей сути является квантово-механической характеристикой элементарных частиц и их взаимодействий. Чтобы действительно понять структуру нуклонов, необходимо также понять их спиновую структуру, а именно, как составляющие (кварки и глюоны) дают вклад в общий спин нуклона. В конце 80-х годов эксперименты по исследованию глубоко-неупругого рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных протонах [7, 8] обнаружили, что кварки (и антикварки) несут только небольшую часть (< 30%) спина протона. Остальная часть обязана спину глюонов и/или орбитальному угловому моменту кварков и глюонов.

Рассеяние поляризованных протонов – другой способ посмотреть на спиновую структуру протона. Например, в эксперименте E704 в Фермилабе [9, 10] (взаимодействия поляризованных протонного и антiprotonного пучков с фиксированной жидкно-водородной мишенью) были обнаружены большие значения лево-правой асимметрии в рождении  $\pi$ -мезонов при  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ. Этот результат был совершенно неожиданным, так как пертурбативная КХД предсказывала абсолютно незначительные значения асимметрии. Вскоре после этого появилось несколько теоретических моделей, которые предсказывали ненулевые асимметрии. Большинство из них основано на допущении внутреннего поперечного движения партонов в адроне и адронов относительно фрагментирующих партонов. Такие ненулевые асимметрии предоставляют важную информацию о корреляциях между спином и другими величинами, такими как аромат кварков и поперечный импульс в волновой функции нуклона.

В экспериментах на коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) используются пучки поляризованных протонов с энергией в системе центра масс 200 ГэВ (в будущем до 500 ГэВ). Впервые поляризованные протонные пучки были получены в накопительных кольцах коллайдера. Все предыдущие эксперименты проводились на фиксированных мишениях (поляризованных и неполяризованных), что сильно уменьшало энергию столкновений в системе центра масс. Электроны и позитроны в ускорителях могут приобретать значительную поляризацию благодаря эффекту Соколова-Тернова [11], так как эти частицы обладают небольшой массой. Протоны, будучи тяжелее электронов в 1836 раз, не могут получить поляризацию из-за синхротронного излучения. Поляризованные протоны должны быть подготовлены заранее, затем введены и ускорены в накопительных кольцах.

## Актуальность изучаемых задач

Сегодня экспериментальные исследования с поляризованными частицами ведутся в большинстве центров по физике высоких энергий. Поляризованные пучки частиц используются для того, чтобы понять зависимость динамики сильного взаимодействия от спина и внутреннюю спиновую структуру нуклонов. В настоящее время нет теоретической модели, которая могла бы полностью объяснить все имеющиеся поляризационные результаты, поэтому любые новые экспериментальные данные способствуют дальнейшему развитию теоретических моделей.

Измерения в области фрагментации поляризованной (или неполяризованной) частицы позволяют сделать выбор между существующими теоретическими моделями.

Данная работа позволяет ответить на вопрос, волнавший научное сообщество на протяжении последних пятнадцати лет, – сохраняются ли значительные спиновые эффекты при повышении энергии взаимодействующих поляризованных пучков на порядок (от 20 до 200 ГэВ в системе центра масс)?

## Цель диссертационной работы

Целью диссертационной работы является измерение односпиновой асимметрии в инклузивном рождении нейтральных мезонов в областях фрагментации поляризованного и неполяризованного протона при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ в реакции  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ , сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными и теоретическими моделями. В работу вошли измерения, проведенные в сеансах 2002 и 2003 годов на коллайдере поляризованных протонов RHIC (Брукхэвенская Национальная Лаборатория, США) на установке STAR.

## Научная новизна и практическая ценность работы

При выполнении данной работы были получены следующие новые результаты:

- Впервые в мире наблюдены спиновые эффекты на коллайдере поляризованных протонов при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ, которая как минимум на порядок превосходит энергии всех предшествующих измерений в экспериментах с фиксированной мишенью.
- Впервые измерена односпиновая асимметрия  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p \uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации поляризованного пучка при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ. Данные результаты позволяют сравнить с проведенными ранее измерениями асимметрии при более низких энергиях в экспериментах с фиксированной мишенью и сделать вывод об энергетической зависимости асимметрии нейтральных пионов.
- Впервые измерена односпиновая асимметрия  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p \uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации неполяризованного пучка.

В работе представлены результаты измерений асимметрии при двух различных модификациях экспериментальной установки STAR в инклюзивном рождении  $\pi^0$ -мезонов в разных кинематических областях.

Следующие результаты имеют практическую ценность:

- Инклюзивное рождение  $\pi^0$ -мезона в области фрагментации поляризованного протона может служить новой реакцией для поляриметрии с установленной экспериментально анализирующей способностью. Детекторы, использовавшиеся при измерении асимметрии, можно использовать в качестве локального поляриметра эксперимента STAR.
- Разработана программа моделирования развития ливня в калориметре из свинцового стекла. Для корректной трассировки черенковского света учтены оптические свойства элементов детектора. Анализ результатов, полученных с помощью данной программы, позволил:
  - свести к минимуму зависимость энергетической шкалы калориметров из свинцового стекла от регистрируемой энергии;
  - откалибровать калориметр с высокой точностью;
  - разделять близко расположенные электромагнитные ливни и эффективно подавлять адронный фон;
  - оценить поперечные утечки энергии за пределы детектора.

## Защищаемые положения

На защиту выносятся:

- Результаты по измерению односпиновой асимметрии  $A_N$  в реакции  $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации поляризованного протона при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ.
- Результаты по измерению  $A_N$  в реакции  $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации неполяризованного протона при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ.
- Пакет программ для моделирования развития ливня в калориметре из свинцового стекла с учетом оптических свойств элементов детектора.

## Основные публикации и апробация работы

По результатам выполненных исследований были опубликованы работы в журналах "Physical Review Letters" [1], "The European Physical Journal" [2] и "Ядерная Физика" [3], в трудах сороковой международной конференции "Rencontres de Moriond –

QCD and High Energy Hadronic Interactions” [4], в препринте ГНЦ ИФВЭ [5]. Результаты также докладывались на международном семинаре SPIN-2005 [6], семинарах спинового сотрудничества RHIC (БНЛ, США).

**Апробация** диссертации прошла в ГНЦ ИФВЭ 22 марта 2006 г.

## Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

**В первой Главе** содержится обзор существующих экспериментальных данных по односпиновой асимметрии и теоретических моделей, в рамках которых можно объяснить ее появление.

**Во второй Главе** дается подробное описание экспериментальных установок, на которых были получены представляемые данные – отдельно для конфигураций сеансов 2002 и 2003 годов. Приведены характеристики поляризованных протонных пучков, мониторов светимости, детекторов, электроники системы сбора данных.

**В третьей Главе** детально описан алгоритм измерения односпиновой асимметрии в реакции  $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации поляризованного протона при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ в сеансе 2002 года, приведены экспериментальные результаты с оценкой систематических ошибок. Приведено сравнение полученных результатов с данными других экспериментов и предсказаниями теоретических моделей.

**В четвертой Главе** проведено исследование асимметрии  $\pi^0$ -мезонов в области фрагментации поляризованного протона и области фрагментации неполяризованного протона в сеансе 2003 года. Подробно описано измерение асимметрии двумя независимыми методами. Приведены результаты моделирования черенковского света в веществе, результаты измерения формы электромагнитного ливня в калориметре из свинцового стекла при наличии существенного материала перед детектором. Полученные экспериментальные результаты по асимметрии сравнивались с предсказаниями теоретических моделей.

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Диссертация содержит 124 страницы, в том числе 70 рисунков и 7 таблиц. Библиография включает 128 наименований.

# Глава 1

## Экспериментальная и теоретическая ситуации с поляризационными эффектами во взаимодействии адронов высокой энергии

Поляризационные исследования являются гораздо более критическим тестом теоретических моделей, чем эксперименты с неполяризованными частицами. Интерес к исследованию спиновых явлений в адрон-адронных взаимодействиях связан с возможностью изучения структуры адронов и динамики взаимодействия структурных составляющих адронов –夸ков и глюонов, имеющих ненулевой спин.

Понятие спина является фундаментальной характеристикой элементарных частиц наравне с ее массой и зарядом. Спин – это квантово-механическая величина, не имеющая классического аналога. Впервые в 1925 году Паули предположил, что электрон имеет дополнительное квантовое число, которое может принимать только два значения. Позднее Уленбек и Гаудсмит развили это предположение и установили, что эта квантовая характеристика электрона связана с его внутренним угловым моментом, и назвали его спином.

Поляризационные исследования на ускорителях начались 50 лет назад. Еще в 1954 году в Дубне был получен поляризованный протонный пучок с энергией 565 МэВ и поляризацией 33% (через год поляризация возросла до 58%) [12]. При таких малых в наше время энергиях наибольшее значение поляризации возникало при дифракционном рассеянии на ядрах и слабо зависело от энергии [13]. Важным шагом в развитии явилось создание продольно поляризованного протонного пучка [14]. Уже в 1965 году впервые был использован метод измерения поляризации в области кулон-ядерной интерференции [15], который в настоящее время используется во многих экспериментах для поляриметрии. Еще в 1967 году были проведены первые измерения асимметрии образования  $\pi^+$ -мезонов в протон-протонных столкновениях [16].

До проведения экспериментальных исследований преобладало мнение, что в сильных взаимодействиях можно обойтись и без учета спина частиц. Однако экспериментальные результаты существенно повлияли на теоретические представления в физике высоких энергий. Ярким примером в этом направлении явилось измерение в

конце 60-х годов поляризации нуклона отдачи в реакции квазиупругой перезарядки  $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + n$ . При импульсах 2–11 ГэВ/с и малых значениях квадратов переданных импульсов  $|t| < 0.4$  ГэВ/с была обнаружена поляризация нейтронов на уровне  $\approx 15\text{--}20\%$  [17, 18]. Последующие эксперименты в ЦЕРН [19] и США [20] подтвердили, что при малых  $|t|$  существует заметный эффект поляризации.

Полученные результаты резко противоречили теории полюсов Редже, хорошо описывавшей дифференциальные сечения различных процессов и предсказывавшей нулевую поляризацию. Данную теорию пришлось существенно усложнить, введя ветвления.

С развитием техники поляризованных мишней и поляризованных пучков в последние тридцать лет было получено много важных экспериментальных результатов по спиновой физике высоких энергий, среди которых можно отметить следующие:

- наличие значительных величин поляризации (анализирующей способности) в процессах упругого рассеяния, причем энергетический ход поляризации зависит от сорта адрона; поляризация растет с ростом поперечного импульса, достигая величины 20% при  $p_T^2 \approx 7$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и энергии 28 ГэВ; при этом не наблюдается зеркальной симметрии между поляризациями частиц и античастиц [21–27].
- Сильная зависимость углового распределения  $pp$ -рассеяния от ориентации спинов в начальном состоянии (argonский эффект) при энергии 12 ГэВ:  $d\sigma(\uparrow\uparrow)/d\sigma(\downarrow\downarrow) \approx 4$  [28, 29].
- Обнаружение значительной поляризации гиперонов, рожденных в неполяризованных адронных процессах [30]. Это очень известная загадка, которой уже более 20 лет: как неполяризованные в начальном состоянии адроны, предположительно содержащие неполяризованные партоны, могут дать начало поляризованным адронам. Наблюдаемая поляризация может легко достигать значений в 20%, тогда как аналогичная наблюдаемая в пертурбативной КХД незначительна.
- Обнаружение значительной односиневой асимметрии при больших переданных импульсах на установке ПРОЗА (Протвино) в эксклюзивных зарядовообменных реакциях  $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0(\eta, \omega, f) + n$  [31–38].
- Значительные односиневые асимметрии в инклузивном образовании пионов при различных энергиях, которые будут подробнее рассмотрены в параграфе 1.1.
- Результаты экспериментов по исследованию глубоко-неупругого рассеяния продольно поляризованных лептонов на продольно поляризованных протонах и нейтронах обнаружили, что спин нуклона не полностью определяется спином кварков [7, 8, 39–44].
- Значительные азимутальные асимметрии пионов, рожденных в полуинклузивном глубоко-неупругом рассеянии неполяризованных лептонов на поляризованных протонах,  $lp_\uparrow \rightarrow l\pi X$ . В системе центра масс системы  $\gamma^* p_\uparrow$ , количество

рожденных пионов зависит от азимутального угла пиона относительно направления  $\gamma^*$  [45, 46].

## 1.1 Экспериментальные результаты по исследованию односиневой асимметрии $A_N$ в адронных столкновениях

В односиневых экспериментах с инклузивным рождением одной частицы, используют поперечно поляризованные (или неполяризованные) частицы и сталкивают их с неполяризованными (или поперечно поляризованными) мишеньями (или пучками). При этом измеряют инвариантное дифференциальное сечение (или частоту рождения) данного типа частиц, которые регистрируются детектором, расположенным например слева, если смотреть по пучку. Односиневая асимметрия определяется как

$$A_N(x_F, p_T | h) \equiv \frac{N_L(x_F, p_T, h | \uparrow) - N_L(x_F, p_T, h | \downarrow)}{N_L(x_F, p_T, h | \uparrow) + N_L(x_F, p_T, h | \downarrow)}. \quad (1.1)$$

Здесь,  $h$  относится к рожденной частице (или системе частиц);  $N_L(x_F, p_T, h | \uparrow)$  – плотность частиц  $h$ , движущихся перпендикулярно направлению поляризации налетающего адрона и попадающих в детектор, когда поляризации направлена вверх;  $N_L(x_F, p_T, h | \downarrow)$  – соответствующая плотность таких частиц  $h$  при обратной поляризации налетающих адронов (вниз); индекс  $L$  означает, что детектор расположен слева, если смотреть по пучку.  $x_F \equiv \frac{2p_L}{\sqrt{s}}$  – Фейнмановская переменная,  $p_L$  – продольная составляющая импульса частицы  $h$  в системе центра масс,  $\sqrt{s}$  – полная энергия сталкивающихся адронов в системе центра масс и  $p_T$  – поперечная составляющая импульса  $h$ . Так как  $N_L(x_F, p_T, h | \downarrow) = N_R(x_F, p_T, h | \uparrow)$ , определение (1.1) можно переписать в виде:

$$A_N(x_F, p_T | h) \equiv \frac{N_L(x_F, p_T, h | \uparrow) - N_R(x_F, p_T, h | \uparrow)}{N_L(x_F, p_T, h | \uparrow) + N_R(x_F, p_T, h | \uparrow)}. \quad (1.2)$$

По этой причине, такую асимметрию часто называют лево-правой асимметрией. Очевидно, что статистика была бы очень бедной, если бы измерялись только потоки вторичных частиц, двигающихся перпендикулярно направлению поляризации (точно налево или точно направо). На практике же, используют частицы, рожденные под разными поперечными углами, так как справедливо следующее соотношение:

$$A_N(x_F, p_T | h) = \frac{1}{\cos \phi} \frac{N(x_F, p_T, \phi; h | \uparrow) - N(x_F, p_T, \pi - \phi; h | \uparrow)}{N(x_F, p_T, \phi; h | \uparrow) + N(x_F, p_T, \pi - \phi; h | \uparrow)}, \quad (1.3)$$

где  $\phi$  – это азимутальный угол между нормалью к плоскости реакции и направлением поляризации сталкивающегося адрона. Уравнение (1.3) является прямым следствием пространственного квантования в реакциях частиц со спином  $\frac{1}{2}$ .

Нужно отметить, что  $A_N$  является единственной сохраняющей пространственную четность асимметрией в односиневых одночастичных инклузивных процессах. Легче всего это представить в системе покоя поляризованного сталкивающегося адрона.

В ней  $S$ -матрица может быть только функцией следующих трех векторов: вектор поляризации адрона  $\mathbf{S}$ , импульс другого сталкивающегося адрона  $\mathbf{p}_{inc}$  и импульс  $\mathbf{p}_h$  наблюданной частицы. Благодаря сохранению пространственной четности,  $S$ -матрица обязана быть скалярной величиной. Но единственной спино-зависимой скалярной величиной, которую можно построить из этих трех векторов, является комбинация  $\mathbf{S} \cdot (\mathbf{p}_{inc} \times \mathbf{p}_h)$ . Видно, что она отлична от нуля, только если  $\mathbf{S}$  отличен от нуля.

Этот параграф посвящен обзору экспериментов по односиневой асимметрии в инклюзивном рождении адронов, где были обнаружены значительные значения  $A_N$  (до 40%). Теоретические же ожидания [47], основанные на партонной модели пертурбативной КХД давали  $A_N \approx 0$ .

Во всех приводимых далее экспериментах спиновые эффекты измерялись в различных кинематических областях и используя различные формы поляризации – поляризованные пучки или мишени. Можно классифицировать их по кинематическим областям по отношению к поляризованной частице следующим образом:

1. Центральная область. Соответствует близким к нулю значениям  $x_F$  или псевдобыстроты  $\eta$ , или углу вылета фрагментированной частицы близкому к  $\theta = 90^\circ$  в системе центра масс взаимодействия.
2. Область фрагментации поляризованной частицы. В случае взаимодействующих пучков и в случае взаимодействия поляризованного пучка с неполяризованной мишенью соответствует большим положительным значениям  $x_F$  или  $\eta$ . В случае взаимодействия неполяризованного пучка с поляризованной мишенью – большим отрицательным значениям  $x_F$  или  $\eta$ .
3. Область фрагментации неполяризованной частицы. В случае взаимодействующих пучков и в случае взаимодействия поляризованного пучка с неполяризованной мишенью соответствует большим отрицательным значениям  $x_F$  или  $\eta$ . В случае взаимодействия неполяризованного пучка с поляризованной мишенью – большим положительным значениям  $x_F$  или  $\eta$ .

### 1.1.1 Эксперименты по измерению $A_N$ в центральной области

Измерения в центральной области проводились на пучках протонов и антипротонов с энергией от 13.3 до 200 ГэВ. Использовались как поляризованные пучки, так и поляризованные мишени.

1. Эксперимент в БНЛ выполнен на поляризованном пучке ускорителя AGS (Alternating Gradient Synchrotron) энергией 13.3 и 18.5 ГэВ на жидковородной мишени [48]. Измерения проводились в реакциях  $p\uparrow p \rightarrow \pi^+ X$  и  $p\uparrow p \rightarrow \pi^- X$  в области  $p_T < 2.2$  ГэВ/с и  $0 < x_F < 0.4$ . На Рисунке 1.1 показана  $p_T$ -зависимость асимметрии. Для  $\pi^+$ -мезонов наблюдается линейный рост  $A_N$  до значения около 25-30% для обеих энергий пучка. Асимметрия  $\pi^-$ -мезонов совместима с нулем.
2. Измерения односиневой асимметрии заряженных адронов были проведены на поляризованном пучке энергией 40 ГэВ на установке ФОДС-2 (ИФВЭ) [49]. Использовались ядерные углеродная и медная мишени. Исследованные реакции:

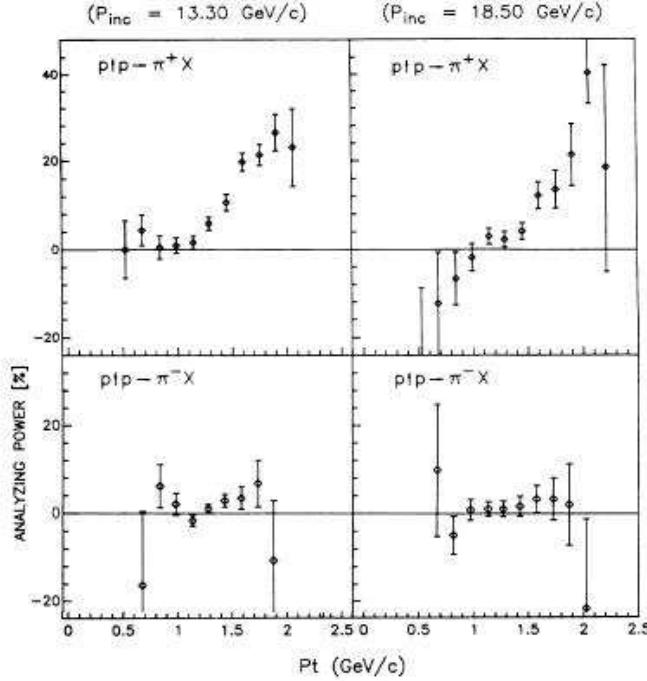


Рис. 1.1: Анализирующая способность или асимметрия  $A_N$  для двух инклузивных реакций ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) в центральной области при двух значениях импульса поляризованного пучка ( $p_{inc}=13.3$  и  $18.5$  ГэВ/с) как функция  $p_T$ . Эксперимент на AGS в БНЛ. Рисунок из работы [48].

$p_\uparrow C \rightarrow \pi^+ X$ ,  $p_\uparrow Cu \rightarrow \pi^+ X$ ,  $p_\uparrow C \rightarrow \pi^- X$ ,  $p_\uparrow Cu \rightarrow \pi^- X$ , в кинематической области  $\theta_{CM} = 85.4^\circ$ ,  $p_T = 0.6 - 3.6$  ГэВ/с и  $-0.15 \leq x_F \leq 0.2$ . На Рисунке 1.2 (точки, относящиеся к  $\theta_{CM} = 85.4^\circ$ ) показаны  $p_T$  зависимости асимметрий: асимметрия  $\pi^+$ -мезонов растет при  $p_T < 2.6$  до значений 15-20%, затем падает при больших  $p_T$ ; асимметрия  $\pi^-$ -мезонов близка к нулю во всем диапазоне  $p_T$ .

3. Эксперимент в ЦЕРН при энергии 24 ГэВ на поляризованной мишени впервые обнаружил ненулевую асимметрию инклузивного рождения  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  в области  $x_F \approx 0$  и  $p_T = 1 - 2.5$  ГэВ/с [50]. Вывод авторов состоял в том, что асимметрия растет с  $p_T$  и достигает 50% при  $p_T > 2$  ГэВ/с. Однако, ошибки измерений были велики, так что данный результат мог служить только указанием на значительные поляризационные эффекты.
4. На установке ПРОЗА (ИФВЭ) была измерена асимметрия рождения  $\pi^0$ -мезонов на пучке  $\pi^-$ -мезонов энергией 40 ГэВ на поляризованных мишенях в реакциях  $\pi^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  и  $\pi^- d_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  [51, 52]. Кинематическая область измерений:  $p_T = 1.6 - 3.2$  ГэВ/с,  $x_F \approx 0$ . Результаты измерений показаны на Рисунке 1.3. Асимметрия растет по абсолютному значению с  $p_T$  и достигает 50% при  $p_T \approx 2.6$  ГэВ/с.
5. В эксперименте E704 (ФNAL) поперечно поляризованными протонными или антипротонными пучками облучалась неполяризованная жидколоводородная ми-

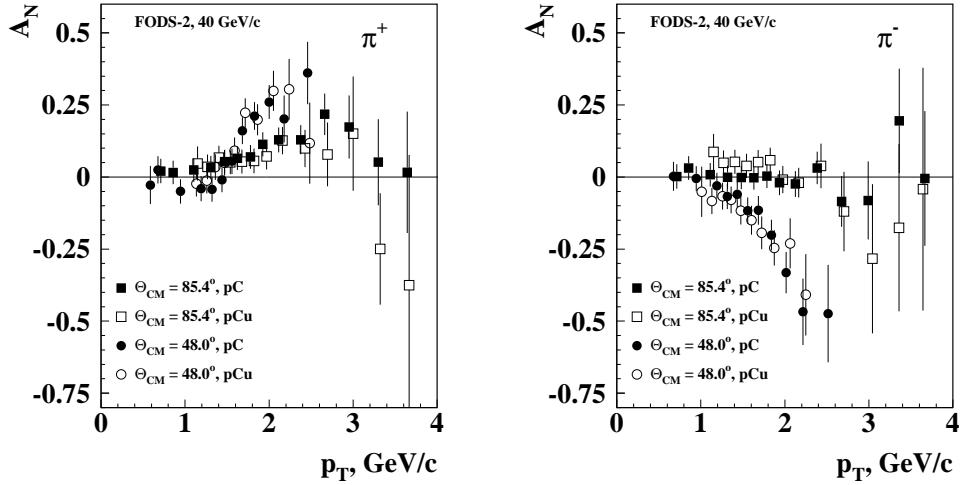


Рис. 1.2: Зависимость односиневой асимметрии  $A_N$  от  $p_T$  для реакций: слева –  $p_\uparrow C(Cu) \rightarrow \pi^+ X$ , справа –  $p_\uparrow C(Cu) \rightarrow \pi^- X$  при энергии поляризованных протонов 40 ГэВ в центральной области ( $\theta_{CM} = 85.4^\circ$ ) и области фрагментации поляризованной частицы ( $\theta_{CM} = 48.0^\circ$ ). Эксперимент ФОДС-2. Рисунки из работы [49]

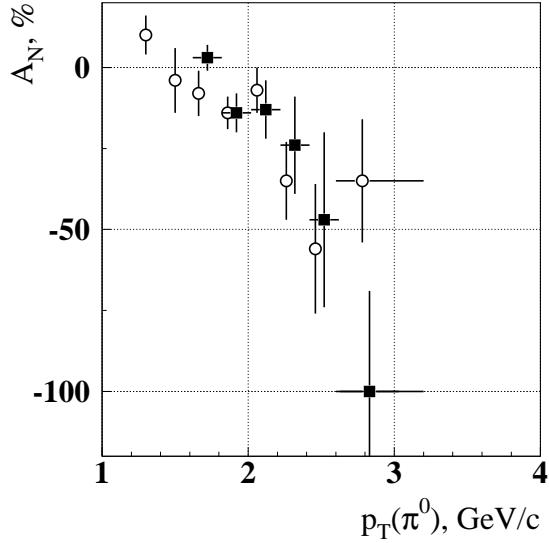


Рис. 1.3: Асимметрия  $A_N$  в реакциях  $\pi^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  (пустые окружности) и  $\pi^- d_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  (черные квадраты) в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  [51,52]. Центральная область. Эксперимент ПРОЗА.

шень. Инклузивно рожденные  $\pi^0$ -мезоны детектировались электромагнитными калориметрами под углом  $\approx 90^\circ$  в системе центра масс [53]. Кинематические области: в реакции  $p_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  –  $-0.15 \leq x_F \leq 0.15$ ,  $p_T = 1.48 - 4.31$  ГэВ/ $c$ , в

реакции  $\bar{p}_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  –  $-0.15 \leq x_F \leq 0.15$ ,  $p_T = 1.48 - 3.35$  ГэВ/с. Результат по асимметрии в зависимости по  $p_T$  представлен на Рисунке 1.4, она равна нулю во всем диапазоне для обеих реакций.

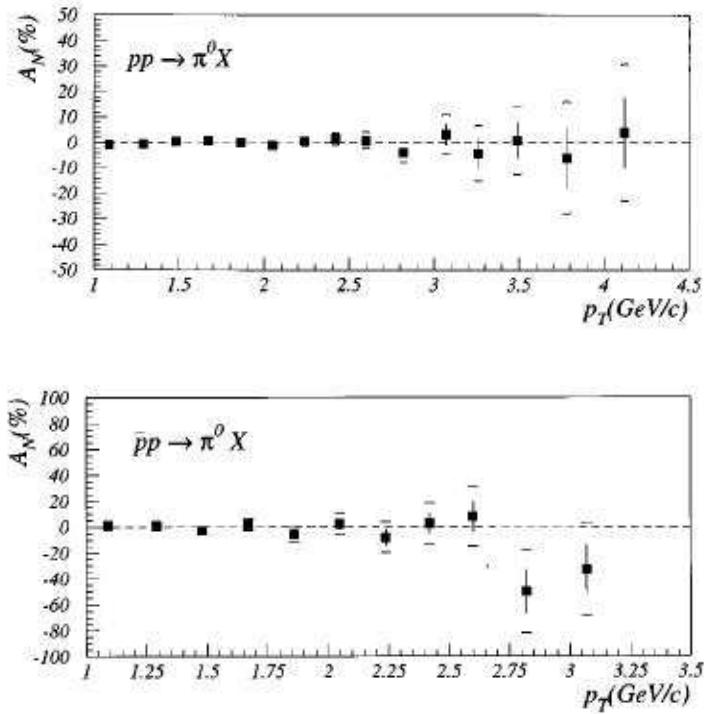


Рис. 1.4: Асимметрия  $A_N$  как функция  $p_T$  при  $x_F = 0$  для инклюзивных реакций: вверху –  $p_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ , внизу –  $\bar{p}_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ . Эксперимент E704. Рисунки из работы [53]

6. В эксперименте ПРОЗА-М (ИФВЭ) измерялась асимметрия  $A_N$  в реакции  $p p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  на поляризованной мишени с неполяризованным протонным пучком с энергией 70 ГэВ [54]. Кинематическая область:  $-0.15 \leq x_F \leq 0.15$ ,  $p_T = 1.05 - 2.74$  ГэВ/с. Результаты измерений  $A_N$  показаны на Рисунке 1.5 в зависимости от  $p_T$  – асимметрия совместима с нулем.
7. Недавно опубликованы результаты по односпиновой асимметрии нейтральных пионов и заряженных адронов в центральной области на поляризованных пучках RHIC в эксперименте PHENIX (БНЛ) [55]. Кинематические области в трех реакциях:  $p_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X - |\eta| < 0.35$ ,  $p_T = 1.45 - 4.38$  ГэВ/с,  $p_\uparrow p \rightarrow h^\pm X - |\eta| < 0.35$ ,  $p_T = 0.7 - 2.56$  ГэВ/с,  $|x_F| < 0.05$ . Результаты изображены на Рисунке 1.6 в зависимости от  $p_T$  – асимметрия совместима с нулем во всех реакциях.

Как видно из приведенных результатов, асимметрия в центральной области сильно зависит от сорта взаимодействующих и сорта регистрируемых частиц.

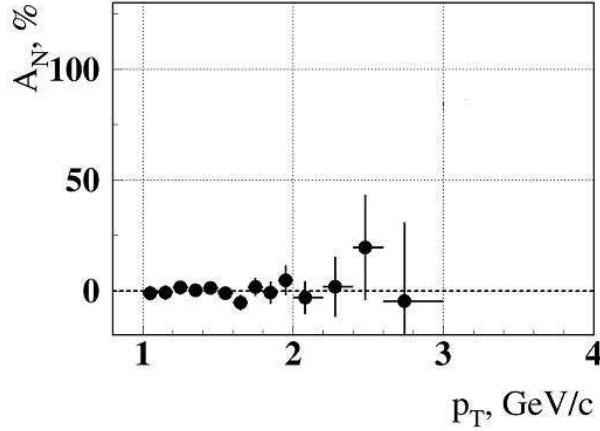


Рис. 1.5: Зависимость асимметрии  $A_N$  от  $p_T$  в реакции  $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 X$  в центральной области. Эксперимент ПРОЗА-М. Рисунок из работы [54].

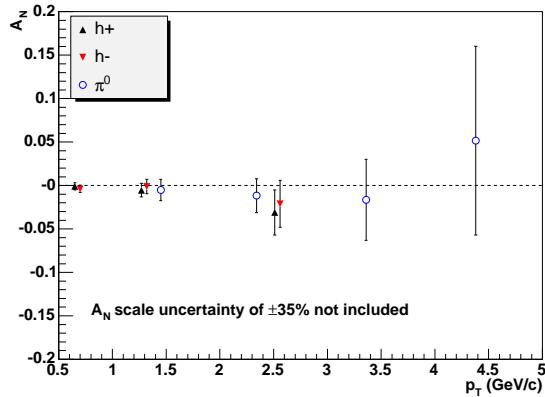


Рис. 1.6: Односиновая асимметрия  $A_N$  как функция поперечного импульса в реакциях  $p_{\uparrow}p \rightarrow \pi^0 X$  и  $p_{\uparrow}p \rightarrow h^{\pm} X$  в центральной области. Эксперимент PHENIX. Рисунок из работы [55]

### 1.1.2 Эксперименты в области фрагментации поляризованной частицы

Рассмотрим основные результаты в области фрагментации поляризованной частицы.

- Первые значимые результаты по односиновой асимметрии заряженных пионов были получены на синхротроне ZGS (Zero-Gradient Synchrotron) в Аргонской Национальной Лаборатории (АНЛ). Использовались поляризованные пучки протонов энергией 6 ГэВ [56] и 11.8 ГэВ [57] и неполяризованная жидколоводородная мишень. Кинематическая область в реакциях  $p_{\uparrow}p \rightarrow \pi^{\pm} X$  –  $x_F = 0.1 - 0.9$ ,  $-1.5 < u(\text{ГэВ}/c)^2 < 0.6$ . На Рисунке 1.7 представлены зависимости  $A_N$  от  $x_F$  для обоих реакций. Если в области  $x_F < 0.7$  асимметрия мала и слабо зависит от  $x_F$ , то, начиная с  $x_F = 0.7$ , асимметрия растет и доходит до 30%.  $A_N$  для

отрицательных пионов имеет знак, противоположный  $A_N$  для положительных пионов.

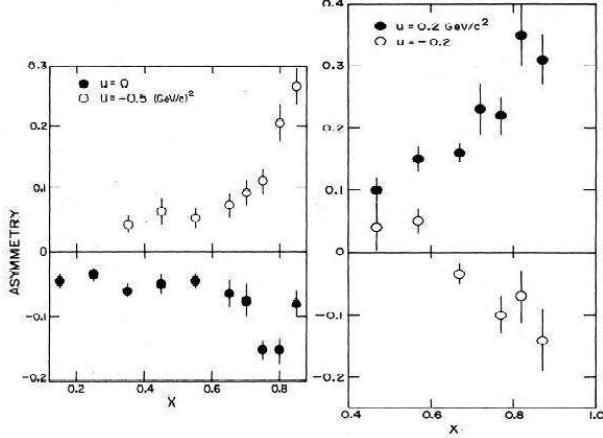


Рис. 1.7: Асимметрия инклюзивного рождения  $\pi^+$ -мезонов (слева) и  $\pi^-$ -мезонов (справа) при фиксированных значениях  $u$  как функция  $x_F$ . Эксперимент на ZGS в АНЛ. Рисунок из работы [57].

2. Сотрудничество E704 во ФНАЛ провело измерения односпиновой асимметрии  $\pi$ -мезонов с поляризованным пучком протонов [58, 59] и антипротонов [60] энергией 200 ГэВ на неполяризованной жидколоводородной мишени. Исследовано шесть реакций, в таких кинематических областях:  $p \uparrow p \rightarrow \pi^\pm X - x_F = 0.2 - 0.9$ ,  $p_T = 0.2 - 1.5 \text{ ГэВ}/c$ ;  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X - x_F = 0.03 - 0.9$ ,  $p_T = 0.5 - 2.0 \text{ ГэВ}/c$ ;  $\bar{p} \uparrow p \rightarrow \pi^\pm X - x_F = 0.2 - 0.9$ ,  $p_T = 0.2 - 1.5 \text{ ГэВ}/c$ ;  $\bar{p} \uparrow p \rightarrow \pi^0 X - x_F = 0.03 - 0.67$ ,  $p_T = 0.5 - 2.0 \text{ ГэВ}/c$ . На Рисунке 1.8 (слева) показаны результаты по  $A_N$  в зависимости от  $x_F$  для реакций с протонным пучком. Асимметрия  $\pi^+$ -мезонов остается нулевой в интервале  $x_F \leq 0.3$ , затем растет и достигает +30% при  $x_F = 0.9$ . Асимметрия  $\pi^-$ -мезонов практически зеркально симметрична асимметрии  $\pi^+$ .  $A_N$  нейтральных пионов подобна поведению асимметрии  $\pi^+$ -мезонов и составляет примерно половину от ее значения. На Рисунке 1.8 (справа) показаны подобные результаты для антипротонного пучка. Характер поведения асимметрии инклюзивного рождения  $\pi^0$ -мезонов повторяет поведение во взаимодействии протонов (положительна и достигает 10%), тогда как асимметрии  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов противоположны по знаку значениям асимметрии этих же частиц в  $p \uparrow p$ -взаимодействии.
3. В эксперименте E925, проведенном в БНЛ с поляризованным протонным пучком AGS энергией 22 ГэВ на жидколоводородной и углеродной мишнях [61], асимметрия  $A_N$  инклюзивно рожденных  $\pi^+$  и  $\pi^-$  также противоположна по знаку и достигает по модулю 40% при  $x_F > 0.7$ . Кинематическая область реакций:  $x_F = 0.45 - 0.8$ ,  $p_T = 0.3 - 1.2 \text{ ГэВ}/c$ . На Рисунке 1.9 представлены  $x_F$  зависимости асимметрии.
4. Измерение односпиновой асимметрии инклюзивного рождения  $\pi^0$ -мезонов с  $\pi^-$  пучком энергией 40 ГэВ на поляризованной пропандиоловой мишени в области

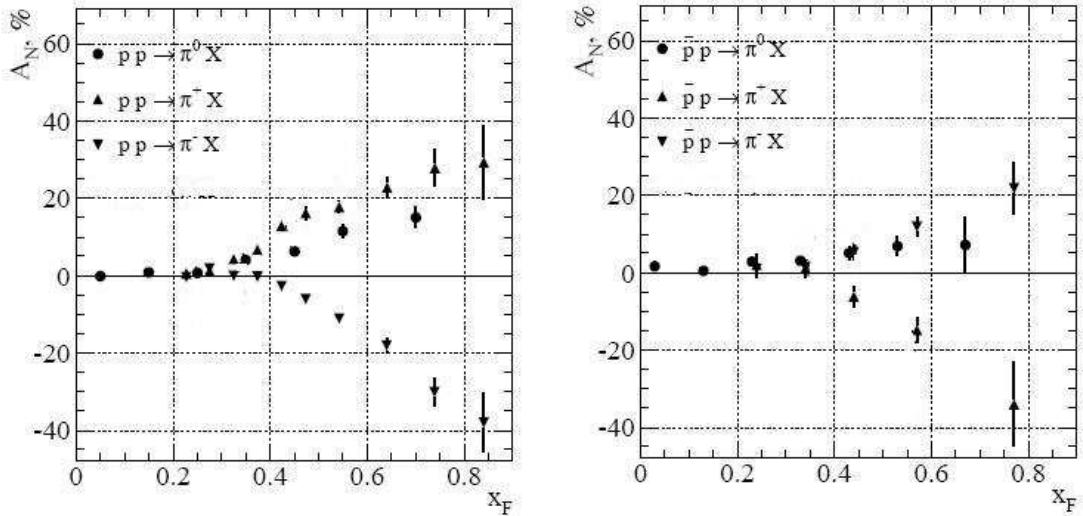


Рис. 1.8:  $A_N$  от  $x_F$  для пионов во взаимодействии  $p\uparrow p$  (слева) и взаимодействии  $\bar{p}\uparrow p$  (справа) в области фрагментации поляризованной частицы [58–60]. Эксперимент E704.

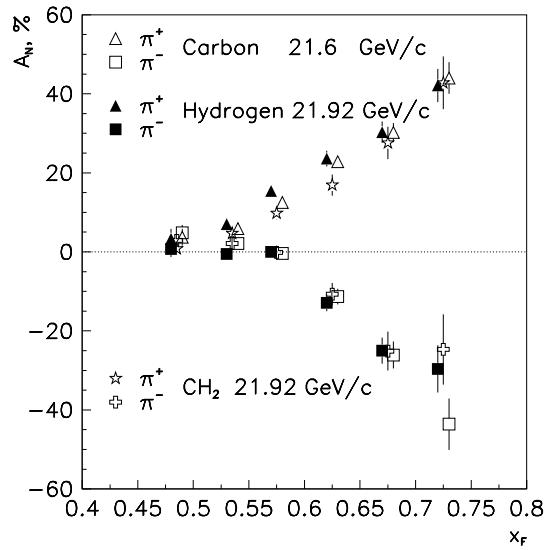


Рис. 1.9: Анализирующая способность  $\pi^+$  и  $\pi^-$  как функция  $x_F$  на углеродной и жидкокводородной мишениах. Эксперимент E925. Рисунок из работы [61].

фрагментации мишени в реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 X$  было проведено сотрудничеством ПРОЗА-2 в ИФВЭ [62]. Кинематический диапазон:  $-0.8 < x_F < -0.1$ ,  $p_T = 0.5 - 2.0$  ГэВ/*c*. Как уже говорилось выше, отрицательные значения  $x_F$  при работе с поляризованной мишенью соответствуют положительные значения при работе с поляризованным пучком. Результат измерений показан на Рисунке 1.10 (слева) –  $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$  при  $-0.8 < x_F < -0.4$  и сравнима с нулем при  $-0.4 < x_F < -0.1$ . На той же установке сотрудниками ПРОЗА-М было

выполнено измерение  $A_N$   $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  также в области фрагментации поляризованной мишени, но на пучке протонов с энергией 70 ГэВ [63]. Кинематическая область:  $-0.4 < x_F < -0.1$ ,  $p_T = 0.9 - 2.5$  ГэВ/*c*. Результат показан на Рисунке 1.10 (справа) –  $A_N = -10.6 \pm 3.2\%$  в диапазоне  $-0.4 < x_F < -0.2$ .

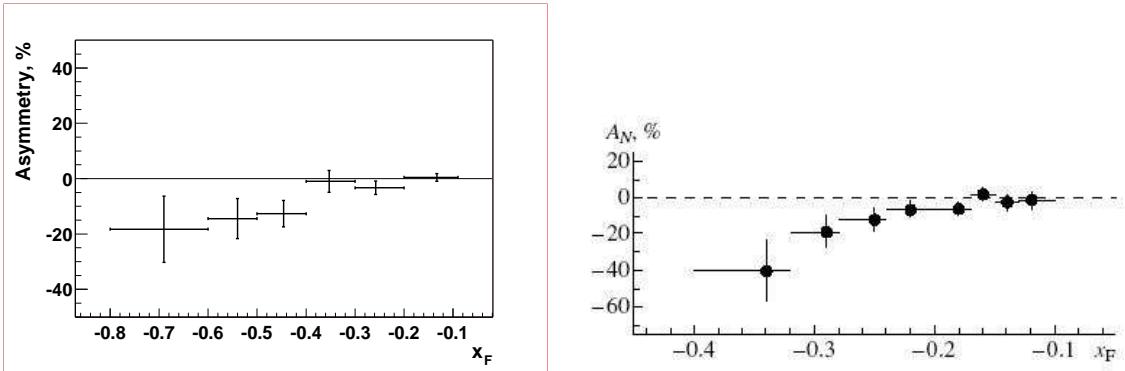


Рис. 1.10:  $A_N$  в зависимости от  $x_F$  в реакциях  $\pi^- \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  (слева, эксперимент ПРОЗА-2) и  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  (справа, эксперимент ПРОЗА-М) в области фрагментации поляризованной мишени. Рисунки из работ [62] и [63].

5. В эксперименте ФОДС-2 в ИФВЭ измерена асимметрия заряженных пионов в области фрагментации поляризованного пучка протонов энергией 40 ГэВ [49]. Исследованные реакции:  $p \uparrow C \rightarrow \pi^+ X$ ,  $p \uparrow Cu \rightarrow \pi^+ X$ ,  $p \uparrow C \rightarrow \pi^- X$ ,  $p \uparrow Cu \rightarrow \pi^- X$ , в кинематической области  $\theta_{CM} = 48.0^\circ$ ,  $p_T = 0.5 - 2.5$  ГэВ/*c* и  $0.05 < x_F < 0.7$ . Результаты измерений показаны на Рисунке 1.2 (точки, относящиеся к  $\theta_{CM} = 48.0^\circ$ ) в виде  $p_T$  зависимостей. Асимметрии  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов противоположны по знаку, растут по абсолютному значению с  $p_T$  и достигают значений 40-50%.
6. Недавно были показаны предварительные результаты асимметрии инклузивного рождения заряженных пионов в области фрагментации поляризованного пучка в эксперименте BRAHMS на поляризованных пучках протонов RHIC энергией в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ [64]. Кинематические области реакций:  $p \uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$  –  $x_F = 0.15 - 0.35$ ,  $< p_T > \sim 2$  ГэВ/*c*. Зависимости  $A_N$  от  $x_F$  показаны на Рисунке 1.11. Обнаруженная асимметрия оказалась на уровне 10% по абсолютному значению и противоположная по знаку для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов.
7. В эксперименте STAR (БНЛ) на коллайдере поляризованных протонов RHIC была обнаружена значительная асимметрия инклузивного рождения  $\pi^0$ -мезонов в области фрагментации поляризованного пучка [1, 2, 4, 6]. Подробнее эти результаты описаны в Главах 3 и 4.

Таким образом во всех перечисленных экспериментах наблюдалась заметная асимметрия в области фрагментации поляризованной частицы при энергиях более 6 ГэВ. Причем, асимметрия меняет знак, если поменять частицу на сопряженную ей античастицу (регистрируемую или взаимодействующую), кроме асимметрии  $\pi^0$ -мезона (частица совпадает с античастицей).

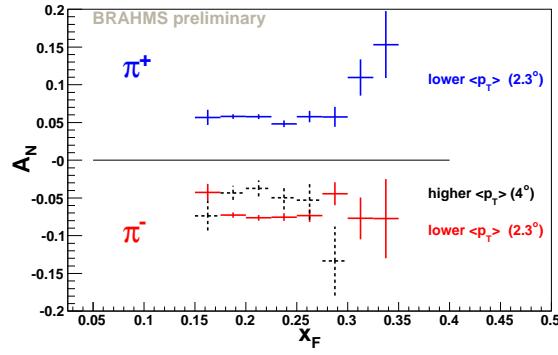


Рис. 1.11: Анализирующая способность  $A_N$  как функция  $x_F$  в реакциях  $p\bar{p} \rightarrow \pi^\pm X$  в области фрагментации поляризованного пучка. Эксперимент BRAHMS. Рисунок из работы [64].

### 1.1.3 Эксперименты в области фрагментации неполяризованной частицы

К настоящему моменту асимметрия пионов в области фрагментации неполяризованной частицы измерена в четырех экспериментах. Рассмотрим эти результаты.

1. В эксперименте ПРОЗА-М (ИФВЭ) измерена односпиновая асимметрия  $\pi^0$ -мезонов в области фрагментации неполяризованного пучка энергией 40 ГэВ в реакциях  $\pi^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ ,  $K^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  и  $\bar{p}p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$  [65]. Использовалась протонная поляризованный мишень на основе пропандиола. Кинематическая область реакций  $p_T = 0 - 1.1 \text{ ГэВ}/c$ ,  $0.3 < x_F < 0.9$ . Результаты показаны на Рисунке 1.12 – асимметрия совместима с нулем во всем диапазоне по  $x_F$  для всех трех реакций.

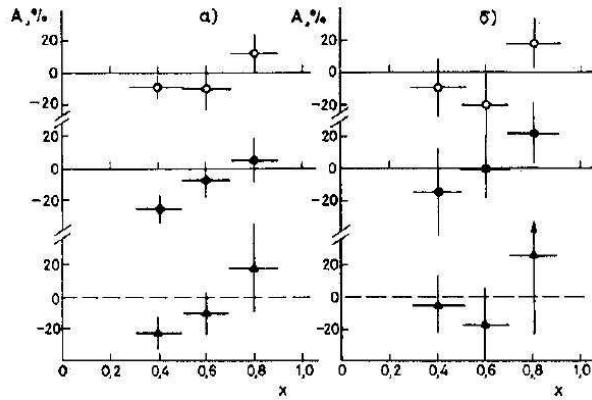


Рис. 1.12: Зависимость  $A_N$  от  $x_F$  в интервалах а):  $p_T^2 = 0 - 0.4 (\text{ГэВ}/c)^2$ , б):  $p_T^2 = 0.4 - 1.2 (\text{ГэВ}/c)^2$ . Точки:  $\circ$  – реакция  $\pi^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ ,  $\bullet$  – реакция  $K^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ ,  $\blacktriangle$  – реакция  $\bar{p}p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ . Эксперимент ПРОЗА-М. Рисунок из работы [65].

2. В эксперименте ФОДС-2 (ИФВЭ) измеряли односпиновую асимметрию  $\pi^+$  и

$\pi^-$ -мезонов в области фрагментации неполяризованной мишени (медной и углеродной) на пучке поляризованных протонов энергией 40 ГэВ [49]. Кинематическая область реакций:  $p_{\uparrow}C \rightarrow \pi^+X$ ,  $p_{\uparrow}Cu \rightarrow \pi^+X$ ,  $p_{\uparrow}C \rightarrow \pi^-X$ ,  $p_{\uparrow}Cu \rightarrow \pi^-X$  –  $\theta_{CM} = 104.4^\circ$ ,  $-0.25 \leq x_F \leq -0.05$  и  $0.7 \leq p_T \leq 3$  ГэВ/с. Результаты показаны на Рисунке 1.13 – асимметрия равна нулю во всем диапазоне по  $p_T$ .

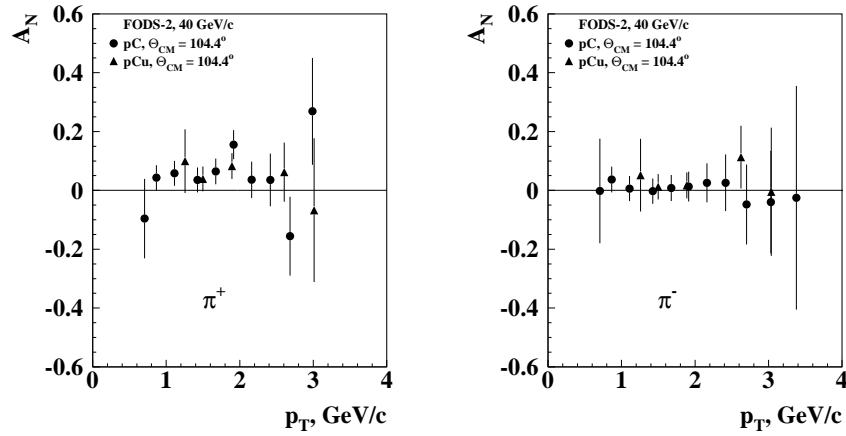


Рис. 1.13: Зависимость  $A_N$  от  $p_T$  при  $\theta_{CM} = 104.4^\circ$  в реакциях:  $p_{\uparrow}C(Cu) \rightarrow \pi^+X$  (слева) и  $p_{\uparrow}C(Cu) \rightarrow \pi^-X$  (справа). Эксперимент ФОДС-2. Рисунки из работы [49].

3. В эксперименте STAR на коллайдере поляризованных протонов RHIC измерена асимметрия инклузивного рождения нейтральных пионов в области фрагментации неполяризованной частицы [4, 6]. Подробнее об этом пойдет речь в Главе 4.
4. Также на коллайдере RHIC в эксперименте BRAHMS измерена односпиновая асимметрия  $\pi^+$ -мезонов в реакции  $p_{\uparrow}p \rightarrow \pi^+X$ . Кинематическая область измерений:  $-0.35 < x_F < -0.15$ ,  $< p_T > \sim 2$  ГэВ/с. Результат – асимметрия совместима с нулем. На Рисунке 1.14 показана  $x_F$  зависимость  $A_N$ .

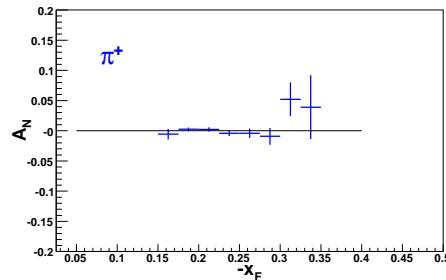


Рис. 1.14: Анализирующая способность  $A_N$  как функция  $x_F$  в реакции  $p_{\uparrow}p \rightarrow \pi^+X$  в области фрагментации неполяризованного пучка. Эксперимент BRAHMS. Рисунок из работы [64].

Таким образом, односиновая асимметрия в области фрагментации неполяризованной частицы оказывается нулевой, независимо от энергии и сорта взаимодействующих и сорта регистрируемых частиц.

## 1.2 Теоретические модели образования односиновой асимметрии

Продольная односиновая асимметрия в инклюзивном образовании одной частицы в сильных взаимодействиях не может возникнуть благодаря инвариантности КХД относительно обращения пространства ( $P$ -четность) и времени ( $T$ -четность). Поперечные односиновые асимметрии не запрещены этими фундаментальными симметриями. Из-за Лоренцевой инвариантности КХД, необходимо иметь как минимум четыре вектора, включая вектор спина, чтобы сконструировать физически наблюдаемую – односиновую асимметрию. Если вектор спина протона  $\mathbf{S}$  не параллелен его импульсу  $\mathbf{P}_A$ , тогда на адронном уровне асимметрия может быть пропорциональна  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} S^\mu P_A^\nu P_B^\alpha p^\beta$ , где  $\mathbf{P}_B$  – импульс второго адрона в реакции  $P_A(\mathbf{S}) + P_B \rightarrow h(p_T) + X$ ,  $\mathbf{p}$  – импульс наблюдаемой частицы.

Как уже отмечалось ранее в рамках пертурбативной КХД в первом порядке односиневые асимметрии в инклюзивном образовании адронов исчезающе малы [47].

$$A_N \propto \alpha_s m_q / p_T \quad (1.4)$$

Это происходит из-за того, что для получения ненулевой односиновой асимметрии  $A_N$ , необходимо ввести амплитуду с изменением спиральности на адронном уровне. Тогда асимметрия пропорциональна  $T$ -нечетной комбинации векторов,  $A_N \propto \mathbf{S} \cdot (\mathbf{P}_A \text{ или } \mathbf{P}_B) \times \mathbf{p}_T$ . Для изменения спиральности на адронном уровне необходимо изменение спиральности на кварковом уровне, что приводит к зависимости от  $m_q$ . Подавляющий коэффициент  $\alpha_s$  появляется из-за  $T$ -нечетности комбинации векторов – должны отличаться фазы амплитуд с изменением и без изменения спиральности (нужно учитывать поправки более высокого порядка).

Согласно теореме факторизации КХД для лидирующих твистов инвариантное сечение процесса  $A + B \rightarrow h + X$  при высокой энергии и с большим поперечным импульсом для неполяризованного случая (см. Рисунок 1.15) формально может быть записано как [66, 67]:

$$E_h \frac{d\sigma^{AB \rightarrow hX}}{d^3 p_h} = \sum_{a,b,c,d} \int dx_a dx_b dz_h f_a(x_a) \cdot f_b(x_b) \cdot \frac{\hat{s}}{z_h^2 \pi} \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \cdot D_{h/c}(z) \quad (1.5)$$

где  $f_a(f_b)$  – непертурбативная партонная функция распределения  $a(b)$  в адроне  $A(B)$ ;  $D_{h/c}(z)$  – функция фрагментации партона  $c$  в адрон  $h$ ;  $\frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}}$  – сечение элементарного процесса;  $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$  – переменные Мандельштамма для элементарного процесса с безмассовыми партонами;  $x_a, y_a$  и  $z_h$  – импульсы партонов  $a, b, c$  в адронах  $A, B$  и  $h$  соответственно; дельта-функция Дирака учтена для сохранения энергии-импульса в элементарном процессе.

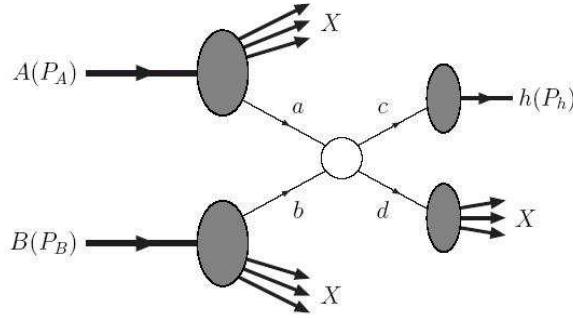


Рис. 1.15: Адрон-адронное взаимодействие с инклузивным рождением адрона  $h$ .

В такой схеме асимметрия не возникает, так как в уравнении (1.5) нет члена, зависящего от спина.

Чтобы объяснить большие наблюдаемые односпиновые асимметрии приходится усложнять данное уравнение, вводя дополнительные функции, зависящие от спина. За последние пятнадцать лет благодаря многим экспериментальным результатам в поляризационных явлениях были разработаны модели, в которых большие односпиновые асимметрии объясняются следующими механизмами:

- введением дополнительного поперечного импульса  $\mathbf{k}_T$ .
  - Сиверс предположил [68, 69], что  $k_T$ -зависимая функция распределения夸кков поперечно поляризованного нуклона может иметь оба необходимых члена (симметричный и антисимметричный), тогда спин нуклона может переворачиваться (изменение спиральности на адронном уровне). Антисимметричный член, известный как функция Сиверса, может быть источником не исчезающей односпиновой асимметрии. Эта функция содержит корреляцию в начальном состоянии между поперечным спином нуклона  $\mathbf{P}$  и поперечным импульсом партонов в нуклоне  $\mathbf{k}_T$  в форме  $\mathbf{P} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{k}_T)$ , где  $\mathbf{p}$  – импульс нуклона.
  - В конечном состоянии можно ввести поляризованную функцию фрагментации (нечетную относительно преобразования спиральности), которая действует как анализатор поперечно поляризованного夸кка. Такую функцию предложил Коллинз [70], которая представляет из себя корреляцию в виде  $\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T)$ , где  $\mathbf{P}_q$  – поперечный спин夸кка,  $\mathbf{p}_q$  – импульс фрагментирующего夸кка и  $\mathbf{k}_T$  – поперечный импульс адрона относительно фрагментирующего夸кка.
- Без введения поперечного импульса значительные односпиновые асимметрии можно получить, учтя вклад высших твистов. Изменение спиральности на адронном уровне можно ввести интерференцией между амплитудами состояния夸кка со спином  $\frac{1}{2}$  и состояния кварк-глюонного композита со спином  $\frac{-1}{2}$ , не требуя изменения спиральности на夸кковом уровне и избавившись от зависимости от  $t_q$  [71–73]. Необходимая фаза для односпиновой асимметрии производится из партонного полюса, который является нелокальным свойством

кварк-глюонного композита и приводит к естественному росту односпиновой асимметрии в области фрагментации [74].

- Взаимодействием цветового магнитного момента поляризованных夸克ов с хромо-магнитным полем [75–77].
- Влиянием орбитального момента:
  - валентных夸克ов (Берлинская модель) [78, 79];
  - 夸克-анти夸кового облака внутри конституентного夸кка (кварковая модель для U-матрицы) [80–82].
- Образованием резонансов или возбужденных состояний [83].

Рассмотрим основные модели.

### 1.2.1 Модели с дополнительным поперечным импульсом.

Более 10 лет назад Сиверс [68, 69] и Коллинз [70] предложили механизмы возникновения асимметрии, которые находятся внутри стандартной картины рассеяния "2 партонна → 2 партонна", и в которой существенную роль играет внутренний поперечный импульс  $\mathbf{k}_T$ .

Начнем с механизма Сиверса. Упомянутая выше функция распределения неполяризованных夸克ов с продольной компонентой импульса  $x$  и поперечным импульсом  $\mathbf{k}_T$  внутри адрона с поперечной поляризацией  $\mathbf{P}$  и импульсом  $\mathbf{p}$  имеет вид:

$$\hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) = \hat{f}_{q/p}(x, k_T) + \frac{1}{2} \Delta^N f_{q/p^\uparrow}(x, k_T) \hat{\mathbf{P}} \cdot (\hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{k}}_T), \quad (1.6)$$

которая включает в себя:

$$\hat{f}_{q/p}(x, k_T) = \frac{1}{2} [\hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) + \hat{f}_{q/p^\downarrow}(x, \mathbf{k}_T)], \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \Delta^N f_{q/p^\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) &\equiv \hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q/p^\downarrow}(x, \mathbf{k}_T) \\ &= \hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, -\mathbf{k}_T) \\ &= \Delta^N f_{q/p^\uparrow}(x, k_T) \sin(\phi_P - \phi_{k_T}), \end{aligned} \quad (1.8)$$

где  $\phi_P$  и  $\phi_{k_T}$  – соответственно, азимутальный угол вектора поляризации протона и вектора  $\mathbf{k}_T$ , вокруг  $\hat{\mathbf{p}}$ . Уравнение (1.7) представляет из себя непроинтегрированную  $k_T$ -зависимую неполяризованную партонную функцию распределения. Выражение (1.8) – определение партонной функции распределения Сиверса. Вторая строчка в (1.8) следует из первой ввиду инвариантности относительно вращения.

Если учесть кинематику в реакции взаимодействующих адронов в системе центра масс, где  $\uparrow$  и  $\downarrow$  указывают поперечное направление по отношению к плоскости

реакции (соответствуют направлениям  $\pm Y$ , когда поляризованный протон движется в сторону  $+Z$ , а регистрируемый пион лежит в полуплоскости  $+X - Z$ ). В этой системе  $\phi_P = \frac{\pi}{2}$  и окончательно для функции Сиверса получаем из (1.8):

$$\Delta^N f_{q/p^\dagger}(x, \mathbf{k}_T) = \Delta^N f_{q/p^\dagger}(x, k_T) \cos(\phi_{k_T}). \quad (1.9)$$

Отметим, что функция Сиверса  $\Delta^N f_{q/p^\dagger}(x, \mathbf{k}_T)$  исчезает при  $\mathbf{k}_T \rightarrow 0$ ; инвариантность относительно зеркального отражения также требует, чтобы  $\Delta^N f$  равнялась нулю, если поперечный спин протона не имеет компоненты, перпендикулярной  $\mathbf{k}_T$ .

$\Delta^N f$  является вкладом лидирующего твиста второго порядка, но в тоже время она зависит от  $\mathbf{k}_T$ , что при свертке с элементарными партонными сечениями приводит к вкладу твист-3 в односинюю асимметрию.

В работе [66] приведены расчеты односинюой асимметрии в инклузивном рождении пионов в области фрагментации поляризованной частицы для эксперимента E704, в предположении, что вклад в асимметрию дает только механизм Сиверса. Результаты представлены на Рисунке 1.16 (слева). Как видно из данного рисунка механизм Сиверса достаточно хорошо описывает экспериментальные данные.

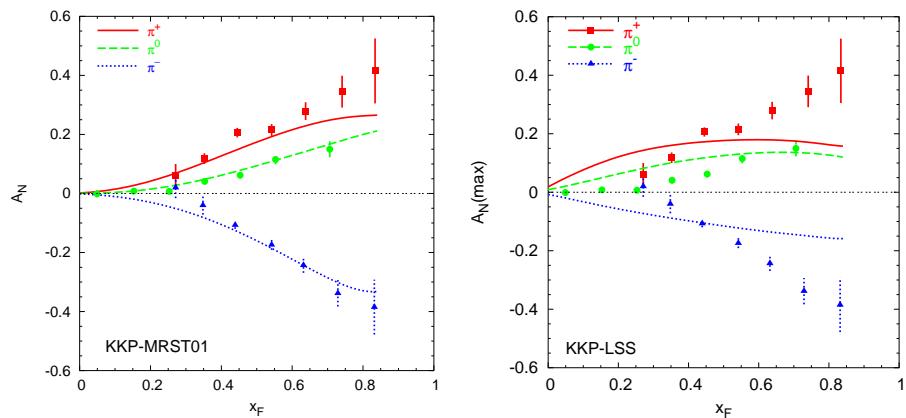


Рис. 1.16:  $A_N$  в реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi^0 X$  при  $\sqrt{s} = 19.4$  ГэВ и фиксированном  $p_T = 1.5$  ГэВ/с (кинематика эксперимента E704 в области фрагментации пучка). Теоретические кривые рассчитаны в предположении, что вклад дает только механизм Сиверса [66] (слева) и только механизм Коллинза [88] (справа). Данные из [58, 59].

Можно также отметить следующее:

- Ввиду сохранения поперечного импульса следует ожидать противоположные значения для  $\Delta^N f_{u/p^\dagger}$  и  $\Delta^N f_{d/p^\dagger}$ .
- Внутри данной схемы достаточно легко объяснить, почему противоположные величины в асимметрии  $A_N^{\pi^+}$  и  $A_N^{\pi^-}$  не приводят к тому, что асимметрия  $A_N^{\pi^0}$  не равна нулю, как можно было бы логично ожидать [84].
- Описание данных [60] в реакции  $\bar{p}^\dagger p \rightarrow \pi X$  хорошо согласуются с результатами вычислений при использовании полученных из других реакций значений параметров функций  $\Delta^N f$  [85].

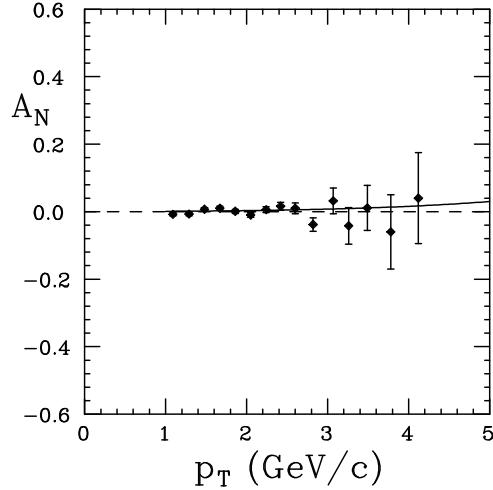


Рис. 1.17: Односиновая асимметрия  $A_N$  для реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi^0 X$  при фиксированном значении  $x_F$ , как функция от поперечного импульса  $p_T$ ; экспериментальные данные при  $|x_F| \leq 0.15$ , взяты из [53] – эксперимент E704 в центральной области; кривая показывает теоретическое предсказание для  $x_F = 0$  для механизма Сиверса.

На Рисунке 1.17 показаны расчеты для той же модели в центральной области.

Коллинз [70] предложил другой механизм возникновения асимметрии, в основе которого лежит гипотеза взаимодействий в конечном состоянии, что позволило бы поляризованным кваркам с ненулевым поперечным импульсом фрагментировать в неполяризованный адрон.

Причиной возникновения механизма Коллинза во многом является то, что структура  $\mathbf{P} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{k}_T)$ , используемая в модели Сиверса, запрещена инвариантностью относительно обращения времени.

В механизме Коллинза [86] асимметрия появляется при фрагментации кварка в пион с поперечным импульсом  $k_T$ . Процесс описывается функцией фрагментации, которая свернута со спиновозависящей партонной функцией распределения  $\Delta_T q$ , о которой экспериментально ничего не известно. В данном случае проблема инвариантности относительно обращения времени отсутствует.

Рассмотрим кварк с импульсом  $\mathbf{p}_q$  и поперечным ему вектором поляризации  $\mathbf{P}_q$  ( $\mathbf{p}_q \cdot \mathbf{P}_q = 0$ ), который фрагментирует в адрон с импульсом  $\mathbf{p}_h = z\mathbf{p}_q + \mathbf{k}_T$  ( $\mathbf{p}_q \cdot \mathbf{k}_T = 0$ ): согласно предложению Коллинза [70] функция фрагментации для процесса  $q \rightarrow h + X$  может быть записана как

$$D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T) = D_{h/q}(z, k_T) + \frac{1}{2} \Delta^N D_{h/q}(z, k_T) \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T|}, \quad (1.10)$$

где  $D_{h/q}(z, k_T)$  – неполяризованные функции фрагментации.

Отметим при этом, что согласно инвариантности относительно зеркального отражения единственная компонента вектора поляризации, дающая вклад в спиновозисящую часть  $D$ , должна быть перпендикулярна плоскости  $q - h$ ; в общем случае (см. Рисунок 1.18):

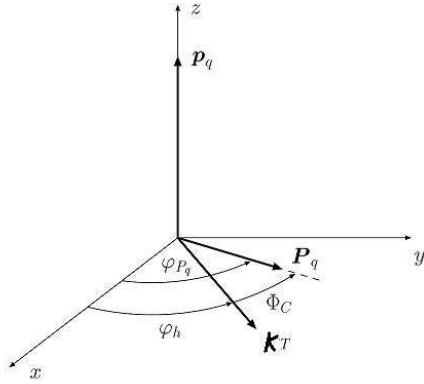


Рис. 1.18: Определение угла Коллинза для фрагментации кварка с импульсом  $\mathbf{p}_q$  и поперечной поляризацией  $\mathbf{P}_q$  в адрон с импульсом  $\mathbf{p}_h = z\mathbf{p}_q + \mathbf{k}_T$ :  $\mathbf{P}_q \cdot (\hat{\mathbf{p}}_q \times \hat{\mathbf{k}}_T) = P_q \sin(\varphi_{P_q} - \varphi_h) \equiv P_q \sin \Phi_C$ .

$$\mathbf{P}_q \cdot \frac{\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T|} = P_q \sin(\varphi_{P_q} - \varphi_h) \equiv P_q \sin \Phi_C , \quad (1.11)$$

где  $P_q = |\mathbf{P}_q|$  и мы определили угол Коллинза  $\Phi_C \equiv \varphi_{P_q} - \varphi_h$ . Очевидно, что любые продольные (по отношению к  $\mathbf{p}_q$ ) составляющие  $\mathbf{P}_q$  не дают вклада в выражение (1.10).

При поиске односпиновых асимметрий рассматривается разность сечений с противоположным направлением спина. При изменении направления поляризации на противоположное все векторы поляризации, в том числе и на кварковом уровне, меняют знак, и величина, определяющая односпиновую асимметрию, становится равной

$$D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T) - D_{h/q}(\mathbf{p}_q, -\mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T) = \Delta^N D_{h/q}(z, k_T) \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T|}, \quad (1.12)$$

что приводит к существованию анализирующей способности кварков для процесса фрагментации  $q \rightarrow h + X$ :

$$\begin{aligned} A_q^h(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T) &= \frac{D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T) - D_{h/q}(\mathbf{p}_q, -\mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T)}{D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T) + D_{h/q}(\mathbf{p}_q, -\mathbf{P}_q; z, \mathbf{k}_T)} \\ &= \frac{\Delta^N D_{h/q}(z, k_T)}{2 D_{h/q}(z, k_T)} \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T|} \equiv A_q^h(z, k_T) \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{k}_T|}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Тогда уже для функций Коллинза появляются функции, аналогичные функциям Сиверса (1.8):  $\hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T)$  и  $\hat{D}_{h/q^\downarrow}(z, \mathbf{k}_T)$  адрона  $h$ , с продольной компонентой  $z$  и поперечным импульсом  $\mathbf{k}_T$  для поляризованного кварка со спином  $\uparrow$  или  $\downarrow$ :

$$\begin{aligned} \Delta^N D_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) &\equiv \hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) - \hat{D}_{h/q^\downarrow}(z, \mathbf{k}_T) \\ &= \hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) - \hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, -\mathbf{k}_T). \end{aligned} \quad (1.14)$$

Мы снова получаем, что

$$\Delta^N D_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) \sim k_T \sin \beta \quad (1.15)$$

где  $\beta$  – угол между  $\mathbf{k}_T$  и направлением спина  $\uparrow$ .

Первые оценки эффекта Коллинза были выполнены в 1997 году [87]. Последующие расчеты [85] показали хорошее согласие с данными для эксперимента E704 в области фрагментации поляризованного пучка. Однако, последние теоретические исследования [88–90] показали, что не существует такой функции фрагментации Коллинза, при выборе которой можно описать экспериментальные данные, учитывая вклад только механизма Коллинза. Рисунок 1.16 (справа) демонстрирует это утверждение. Неудачу механизма Коллинза можно прокомментировать следующим образом. При учете всех видов движений partонов, односиновая асимметрия, полученная по схеме факторизации включает в себя множество фаз в функциях распределения и фрагментации, и при интегрировании сильно подавляет конечный результат. Ситуация при учете только механизма Сиверса намного проще – partоны не поляризованы в процессе фрагментации. В результате, в выражение для асимметрии входит только одна фаза – угол Сиверса в (1.9). При интегрировании он подавляет результат незначительно. Тем не менее, эффект Коллинза может играть очень важную роль в определении до сих пор неизвестной функции распределения, описывающей поперечную поляризацию夸рков в поперечно поляризованном протоне. В этом может помочь измерение азимутальной односиновой асимметрии в полуинклузивных глубоко-неупругих процессах.

Подобно функциям Коллинза и Сиверса можно ввести разность  $\Delta^N f_{q^\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T)$  между матричными элементами  $\hat{f}_{q^\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T)$  и  $\hat{f}_{q^\downarrow/p}(x, \mathbf{k}_T)$ 夸рка  $q$ , со спином  $\uparrow$  и  $\downarrow$ , продольным импульсом  $x$  и внутренним поперечным импульсом  $\mathbf{k}_T$ , внутри неполяризованного протона:

$$\begin{aligned} \Delta^N f_{q^\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T) &\equiv \hat{f}_{q^\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q^\downarrow/p}(x, \mathbf{k}_T) \\ &= \hat{f}_{q^\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q^\uparrow/p}(x, -\mathbf{k}_T). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Итак, внутреннее движение partонов может создать односиновую асимметрию при помощи трех различных механизмов.

1.  $\mathbf{k}_T$  в адроне  $h$  приводит к тому, что в матричном элементе функции фрагментации появляются недиагональные элементы ( $T$ -нечетный эффект на уровне фрагментации).
2.  $\mathbf{k}_T$  в адроне  $A$  приводит к тому, что  $f_a(x_a)$  может зависеть от спина данного адрона ( $T$ -нечетный эффект на уровне функций распределения).
3. Наконец,  $\mathbf{k}_T$  в адроне  $B$  приводит к тому, что наблюдается свертка поперечного импульса partона  $b$  из адрона  $B$  с поперечным импульсом partона  $a$  из адрона  $A$  ( $T$ -нечетный эффект на уровне функций распределения).

Первый из перечисленных вариантов возникновения односиновой асимметрии определяется механизмом Коллинза, второй – модифицированным механизмом Сиверса, третий эффект изучался Боером [91] применительно к процессу образования

Дрелл-Яновских пар. Сравнение экспериментальных результатов по односпиновой асимметрии в эксперименте STAR с теоретическими моделями в рамках теоремы факторизации будет рассмотрено в Главах 3 и 4.

Необходимо отметить, что все эти эффекты являются  $T$ -нечетными. Также следует отметить, что теорема факторизации не доказана для случая, когда учитывается внутреннее движение партонов.

### 1.2.2 Вклад высших твистов

Ефремов и Теряев указали, что неисчезающие односпиновые асимметрии могут возникать в рамках пертурбативной КХД за счет высших твистов [73]. В то же время объяснение большой величины наблюдаемых эффектов представляет значительную трудность [92].

Вклад в асимметрию дают несколько членов, каждый из которых представляется сверткой твист-2 партонных распределений в неполяризованном адроне, твист-3 кварк-глюонную корреляционную функцию поляризованного адрона и партонного жесткого рассеяния на малых расстояниях, которое считается в рамках пертурбативной КХД. Твист-3 функция кварк-глюонной корреляции отражает взаимодействие кварка с цветным полем адрона [71, 93].

Можно схематично написать [94]:

$$d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow = \sum_{a,b,c} \left\{ \Phi_{a/p}^{(3)} \otimes f_{b/p} \otimes \hat{H} \otimes D_{\pi/c} + h_1^{a/p} \otimes \Phi_{b/p}^{(3)} \otimes \hat{H}' \otimes D_{\pi/c} + h_1^{a/p} \otimes f_{b/p} \otimes \hat{H}'' \otimes D_{\pi/c}^{(3)} \right\}, \quad (1.17)$$

здесь  $\Phi^{(3)}$ ,  $D^{(3)}$  – партонные корреляции высоких порядков (отличные от функций распределения и фрагментации),  $\hat{H}$  – элементарные взаимодействия,  $h_1$  – распределение, аналогичное распределениям для функций Коллинза и Сиверса:

$$h_1^{a/N}(x, Q^2) \equiv f_{a^\uparrow/N^\uparrow}(x, Q^2) - f_{a^\downarrow/N^\uparrow}(x, Q^2). \quad (1.18)$$

Подобная схема была детально рассмотрена Кью и Штерманом [72] для кирально-четных функций, а также Каназавой и Коике [95] для кирально-нечетных функций.

В своей работе Кью и Штерман провели вычисление асимметрии в разных кинематических областях. Данные по описанию экспериментальных данных для эксперимента E704 в области фрагментации поляризованного пучка для заряженных адронов приведены на Рисунке 1.19 (слева).

Как видно, данные достаточно неплохо описывают данные при больших  $x_F$ , однако, следует отметить, что само поведение асимметрии лучше описывается моделями лидирующих твистов.

На Рисунке 1.19 (справа) приведены данные по асимметрии  $\pi^0$ -мезонов в той же кинематической области для рождения мезонов как в пучке поляризованных протонов, так и антiproтонов.

Предсказания Кью и Штермана в центральной области приведены на Рисунке 1.20.

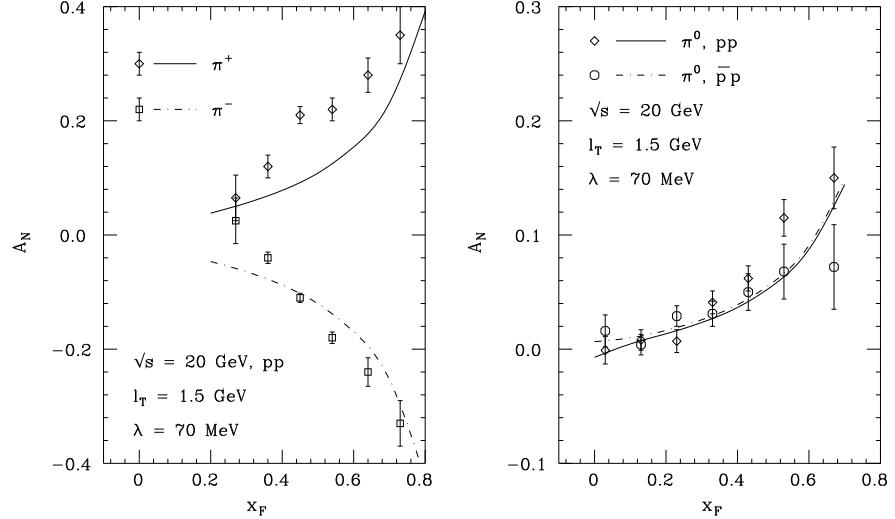


Рис. 1.19: Слева: односиневая асимметрия в зависимости от  $x_F$  для инклюзивного рождения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов на поляризованном протонном пучке. Данные взяты из [59]. Справа: односиневая асимметрия в зависимости от  $x_F$  для инклюзивного рождения  $\pi^0$ -мезонов на пучках поляризованных протонов и антитроптонов. Данные взяты из [58]. Теоретическая кривая оценена при  $p_T = 1.5 \text{ ГэВ}/c$ .

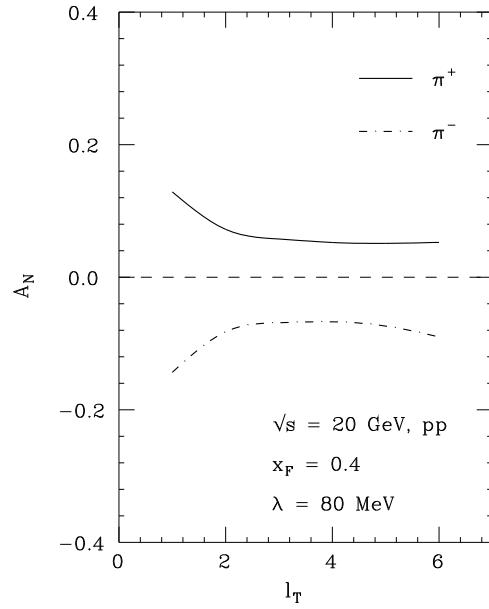


Рис. 1.20: Односиневые асимметрии для инклюзивного образования  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов на пучке протонов в зависимости от поперечного импульса  $l_T$ . Теоретические кривые рассчитаны при  $x_F = 0.4$  и  $\sqrt{S} = 20 \text{ ГэВ}$ .

Каназава и Коике в своей работе [95] показали, что вклад кирально-нечетных функций намного меньше эффектов, исследованных Кью и Штерманом.

Недавно было показано, что расчеты Кью и Штермана в рамках твист-3 имеют ту же природу, что и эффект Сиверса [96].

### 1.2.3 Модели с хромо-магнитным полем

Рассмотрим так называемую модель "хромо-магнитных струн" [75]. Основные идеи этой модели таковы. При взаимодействии двух адронов, между ними протягивается цветовая трубка (струна). В простейшем случае, эта трубка содержит поток хромоэлектрического поля. Но такая система не стабильна. Чтобы сделать ее стабильной, вокруг трубки должно циркулировать хромо-магнитное поле. Взаимодействие этого поля с цветовым магнитным моментом поляризованного кварка приводит к тому, что у кварка появляется импульс, поперечный оси струны. Этот импульс зависит от ориентации спина поляризованного кварка. Оценка этого импульса дает величину  $\delta p_T \simeq 0.1 \text{ ГэВ}/c$  [76].

Если ввести инвариантное дифференциальное сечение  $\rho = E \frac{d\sigma}{d^3 p}$ , тогда асимметрия поляризованных кварков будет равна:

$$A_q = \frac{\rho(+) - \rho(-)}{\rho(+) + \rho(-)}, \quad (1.19)$$

где знаки (+) и (-) относятся соответственно к направлениям поляризации кварков вверх и вниз. Так как  $\delta p_T < p_T$ , где  $p_T$  – это поперечный импульс конечного пиона, в который фрагментирует поляризованный кварк, получается следующая лево-правая асимметрия в испускании кварков:

$$\begin{aligned} A_q(x) &= \frac{d\sigma(p_T + \delta p_T) - d\sigma(p_T - \delta p_T)}{d\sigma(p_T + \delta p_T) + d\sigma(p_T - \delta p_T)} = \\ &\delta p_T \cdot \frac{\delta}{\delta p_T} \left( \frac{d\sigma}{d^3 p} \right) / \frac{d\sigma}{d^3 p} = \delta p_T \cdot B. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Где  $B$  – наклон дифференциального сечения  $\rho$ .

$$B = \frac{\delta}{\delta p_T} \left( \frac{d\sigma}{d^3 p} \right) / \frac{d\sigma}{d^3 p} = \frac{\delta}{\delta p_T} (\ln \rho). \quad (1.21)$$

Общую формулу для описания односпиновой асимметрии можно выразить следующим образом:

$$A_N(x) = P_q(x) \cdot A_q(x) \cdot w(x), \quad (1.22)$$

где  $P_q(x)$  – поляризация кварка в начальном состоянии, несущего порцию  $x$  импульса поляризованного протона,  $A_q(x)$  – так называемая кварковая анализирующая способность, определенная выше (1.20),  $w(x)$  – парциальный вклад (вес) интересующего процесса на партонном уровне.

Поперечная поляризация кварка,  $P_q(x)$ , связана со спиново-зависимой структурной функцией  $g_2(x)$ , измеренной в глубоко-неупругом взаимодействии. К сожалению эта функция не имеет партонной интерпретации. В настоящий момент  $P_q(x)$  нельзя напрямую извлечь из экспериментальных данных, поэтому необходимы теоретические изыскания.

В соответствии с нерелятивистской кварковой моделью поперечную поляризацию кварков можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} P_q(x) &= \frac{2}{3} \cdot x \text{ для } \pi^+, P_q(x) = \frac{1}{3} \cdot x \text{ для } \pi^0 \text{ и} \\ P_q(x) &= -\frac{1}{3} \cdot x \text{ для } \pi^-. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Таким образом нерелятивистская кварковая модель четко предсказывает эффекты в односиневой асимметрии пионов. Первое, положительный знак для  $\pi^+$  и для  $\pi^0$  и отрицательный для  $\pi^-$ . Второе, асимметрия по абсолютной величине для  $\pi^+$ -мезонов принимает большее значение, чем для  $\pi^-$  и  $\pi^0$ . Эти предсказания, в общем, согласуются с экспериментальными данными, хотя некоторые расхождения могут иметь место.

В другом подходе [97], тоже основанном на нерелятивистской кварковой модели, учитывается пионное облако вокруг протона. Учитывая петлевые пионные поправки, можно получить:

$$\begin{aligned} P_q(x) &= 0.7 \cdot x \text{ для } \pi^+, P_q(x) = 0.28 \cdot x \text{ для } \pi^0 \text{ и} \\ P_q(x) &= -0.55 \cdot x \text{ для } \pi^-. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Из сравнения (1.23) и (1.24) видно, что различия заметны только для  $\pi^-$ -мезонов.

Предполагается, что инвариантное дифференциальное сечение измеряется до или вместе с односиневой асимметрией.

Общее выражение для весового коэффициента  $w(x)$  зависит от партонной функции распределения  $V^a(x)$  и партонной функции фрагментации  $D^a(x)$  ( $a$  – аромат партонна). В предположении, что информация о поляризации передается в основном через поляризованный夸克  $q$  и намного в меньшей степени через глюоны, получается следующее выражение для весового множителя:

$$w(x) = \frac{\sigma(q)}{\sigma(q) + \sigma(g)}. \quad (1.25)$$

В предположении, что наибольший вклад в  $\sigma(q)$  дает процесс  $qg'$ , а в  $\sigma(g) - gg'$ , где штрихованные партоны относятся к неполяризованному нуклону, а нештрихованные – к поляризованному, можно аппроксимировать выражение (1.25) следующим:

$$w(x) = \frac{\sqrt{x}}{\sqrt{x} + c(1-x)^{4.5}}, \quad (1.26)$$

где  $c$ :  $c_+ = 0.48$  для  $\pi^+$ ,  $c_0 = 0.64$  для  $\pi^0$ , и  $c_- = 0.96$  для  $\pi^-$ .

Как видно из выражений 1.22 и 1.26 анализирующая способность может быть подсчитана из  $\rho$  и  $w(x)$  без единого свободного параметра. К недостаткам данной модели можно отнести необходимость знать наклон сечений до или в момент измерения  $A_N$ , а также большое количество предположений.

На Рисунке 1.21 показано сравнение асимметрии для нейтральных пионов, рассчитанной в соответствии с данной моделью и некоторыми экспериментальными данными в центральной области. Видно, что модель довольно неплохо описывает данные.

На Рисунке 1.22 изображено предсказание модели для односиневой асимметрии в образовании нейтральных пионов в области фрагментации поляризованной частицы в эксперименте E704. Можно видеть, что данные хорошо описываются теоретической моделью.

Сравнение данной модели с результатами эксперимента STAR будет приведено в Главе 3.

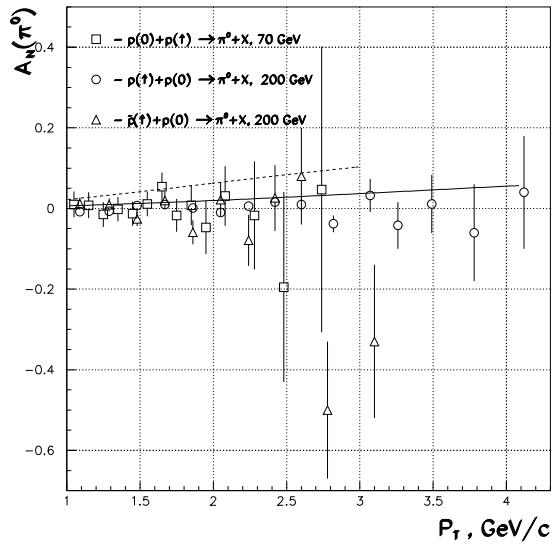


Рис. 1.21: Асимметрия как функция  $p_T$  в центральной области для реакций  $p(\bar{p}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ . Предсказания модели хромо-магнитных струн отображены: сплошной линией для энергии 200 ГэВ (эксперимент E704, данные из [53]), пунктирной линией для энергии 70 ГэВ (эксперимент ПРОЗА-М, данные из [54]).

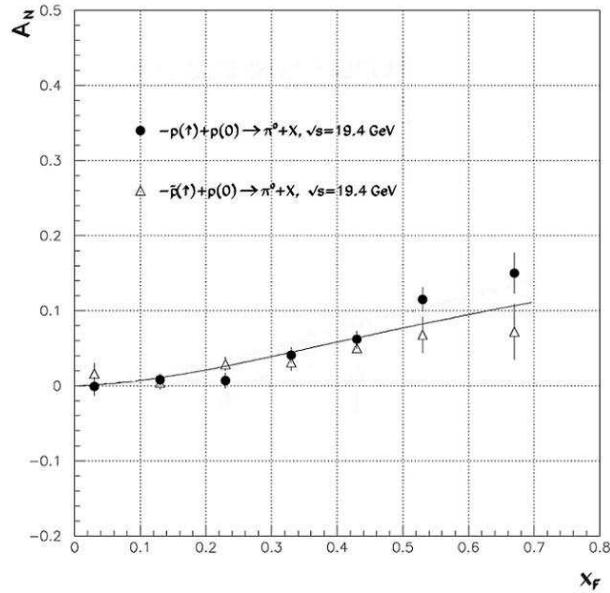


Рис. 1.22: Асимметрия как функция  $x_F$  в области фрагментации поляризованного пучка для реакций  $p(\bar{p}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ . Сплошной линией показана теоретическая кривая. Экспериментальные данные из работ [58, 60] – эксперимент E704.

На основании модели хромо-магнитных струн Абрамовым было высказано предположение [77], что асимметрия может быть факторизована относительно поперечного импульса  $p_T$  и новой скэйлинговой переменной  $x_A = E/E_{beam}$ , где  $E$  и  $E_{beam}$  – соответственно энергии регистрируемой частицы и поляризованной частицы пучка в лабораторной системе с покоящейся мишенью. Одним из недостатков подхода Абрамова является большое число параметров.

#### 1.2.4 Модели с орбитальным моментом

Среди моделей, в которых орбитальный момент играет определяющую роль в механизме возникновения односпиновой асимметрии можно выделить Берлинскую модель и кварковую модель для U-матрицы.

##### Берлинская модель

В берлинской модели право-левая асимметрия инклузивного рождения пионов в области фрагментации поляризованного пучка при высоких энергиях возникает благодаря орбитальному моменту валентных кварков поляризованного адрона [78, 98]. Основными особенностями данной модели являются следующие:

- Валентные кварки в адроне рассматриваются как Дираковские частицы в ограниченном поле. При этом возникают цветные и зависящие от сорта кварков точки. Данное утверждение справедливо для низшего состояния. Таким образом существует орбитальное движение кварков в основном состоянии.
- Вероятность найти такие врачающиеся валентные кварки около поверхности адрона больше, чем около центра адрона, то есть координата кварка в протоне зависит от его орбитального момента. При этом направление среднего “орбитального углового момента” валентных кварков в их основном состоянии полностью определяется поляризацией данного валентного кварка.
- В адрон-адронных столкновениях сталкивающиеся адроны “видят” поверхность друг друга. При этом конституенты вблизи границы одного адрона с большой вероятностью взаимодействуют с кварками вблизи поверхности другого адрона.
- Поляризация валентных кварков определяется поляризацией и волновой функцией протона. Другими словами, волновая функция протона, которая используется для оценки магнитного момента, может также использоваться для определения поляризации  $u$ - и  $d$ -валентных кварков в поляризованном адроне. При этом пары морских кварков не имеют определенного направления орбитального движения.

Таким образом, валентные кварки в поляризованном протоне вблизи его поверхности имеют орбитальный момент, направление которого зависит от их поляризации. Так как пионы в области фрагментации поляризованной частицы образуются из валентных поляризованных кварков и морских антикварков, то возникающий при этом

$\pi$ -мезон приобретает дополнительный поперечный импульс из-за орбитального момента валентного кварка.

При этом асимметрии  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов должны иметь противоположные знаки. Также возникает асимметрия в инклюзивном рождении  $\pi^0$ -мезонов в центральной области в  $\pi^- p_{\uparrow}$  рассеянии. Предсказания асимметрии для эксперимента E704 приведены на Рисунке 1.23 (слева).

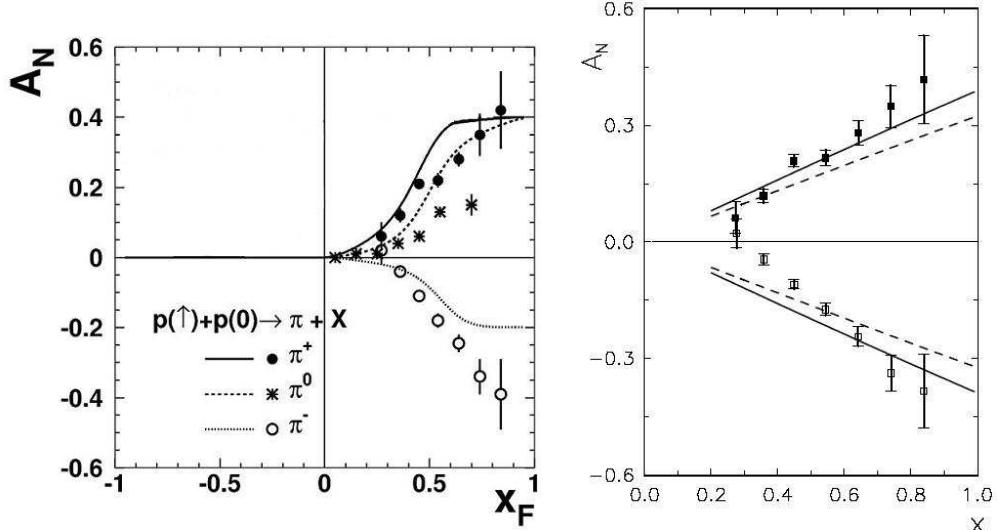


Рис. 1.23: Слева: право-левая асимметрия  $A_N$  в зависимости от  $x_F$  в Берлинской модели [99]. Данные из [58, 59]. Справа: асимметрия  $A_N$  в образовании  $\pi^+$  (положительные величины) и  $\pi^-$ -мезонов (отрицательные значения) в  $p_{\uparrow}$  взаимодействии при 200 ГэВ/с. Расчеты выполнены для линейной  $x$  зависимости поляризации конституентных夸克ов. Сплошные линии соответствуют  $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle \simeq 0.4$  и пунктирные линии  $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle \simeq 0.33$  [81]. Данные из [59]

### Кварковая модель для U-матрицы

Трошин и Тюрин предложили модель, в которой возникновение односпиновой асимметрии возникает за счет орбитального момента кварк-антикваркового облака во внутренней структуре конституентного кварка. В статье [80] показана возможность возникновения значительной асимметрии при промежуточных и больших значениях поперечного импульса при взаимодействии поляризованного протона с неполяризованной мишенью за счет орбитального момента внутри партонов. Рассматривается конституентный кварк в ядре адрона и кварковый конденсат, окружающий это ядро. Величина орбитального момента оценивается из экспериментов по глубоко-неупругому рассеянию. Приведены расчеты зависимости от  $x_F$ . Орбитальное движение токовых кварков означает, что они имеют внутренний поперечный импульс порядка 200-400 МэВ/с.

Спиново-независимая часть взаимодействия возникает при интерференции взаимодействия на малых и больших расстояниях, тогда как спиновая часть дает вклад только при взаимодействии на малых расстояниях. Асимметрия возникает за счет

интерференции двух спиральных амплитуд с различными фазами из-за орбитально-го движения партонов внутри конституентного кварка и соответственно внутреннего поперечного импульса, что ведет к смещению поперечного импульса образованного мезона.  $x$ -зависимость определяется распределением конституентных кварков в ад-роне и их структурными функциями.

В данной модели асимметрия  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов должна быть зеркальной, если рассматривать, что  $\pi^+$ -мезон образуется только от  $u$ -кварка, а  $\pi^-$ -мезон только от  $d$ -кварка. Предсказания модели для эксперимента E704 в области фрагментации ми-шени приведены на Рисунке 1.23 (справа).

### 1.2.5 Другие модели

Мусульманбеков и Токарев [83] показали, что поведение односпиновой асимметрии инклузивного рождения  $\pi$ -мезонов можно объяснить, если предположить наличие асимметрии при образования резонансов. Однако в модели заложены асимметрии ре-зонансов, которые не измерены экспериментально. К тому же не дается физического объяснения причины возникновения асимметрии резонансов.

В работе [100] асимметрия возникает за счет интерференции одноглюонного и двухглюонного обмена при взаимодействии протонов.

## Глава 2

# Описание эксперимента

### 2.1 Поляризованный протонный пучок на коллайдере RHIC

Коллайдер RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхэвенской Национальной Лаборатории (БНЛ) – это первый коллайдер поляризованных протонов в мире (см. Рисунок 2.1), рассчитанный на энергию протонов до 500 ГэВ в системе центра масс. Он имеет два независимых накопительных кольца, "Желтое" – в нем частицы движутся против часовой стрелки и "Синее" – по часовой. RHIC так же способен ускорять, накапливать и сталкивать пучки различных типов положительно заряженных ионов (протоны, дейтроны, тяжелые ионы, такие как Cu, Si, Au).

Для получения поляризованных протонов используется источник поляризованных ионов с оптической накачкой (ИПИОН) [101]. Затем поляризованные протоны ускоряются Линейным Ускорителем (ЛУ) и переводятся в бустер синхротрона AGS. Поляризация протонов, измеренная в ИПИОН достигает 70-80%. В AGS установлен собственный поляриметр на основе кулон-ядерной интерференции (КЯИ поляриметр). Поляризация, измеряемая в AGS, обычно оказывается ниже начальной –  $\simeq 35\%$  в 2002 и  $\simeq 45\%$  в 2003 годах, при энергии 24.3 ГэВ на плато магнитного поля.

В кольцах RHIC имеются свои КЯИ поляриметры. При энергии инжекции RHIC (24.3 ГэВ) анализирующая способность для реакции кулон-ядерной интерференции хорошо известна и равна  $A_N^{CNI} = 0.0133 \pm 0.0041$  [102, 103]. Однако, на сегодняшний день не существует прямых измерений  $A_N^{CNI}$  при 100 ГэВ. Можно привести несколько косвенных аргументов в пользу того, что  $A_N^{CNI}$  при 100 ГэВ и при 24 ГэВ практически совпадают:

1. Была предложена модель Редже для фита  $|t|$  зависимости  $A_N^{CNI}$  при энергии 22 ГэВ (эксперимент E950). Из этой модели следует, что зависимость анализирующей способности от энергии в системе центра масс мала [104, 105].
2. КЯИ асимметрия была измерена и при энергии инжекции (24 ГэВ) и при рабочей энергии (100 ГэВ) [106]. Она оказалась одинаковой. Так как процесс ускорения пучка навряд ли увеличивает поляризацию, то  $A_N^{CNI}$  при 100 ГэВ должен быть не меньше  $A_N^{CNI}$  при 24 ГэВ.

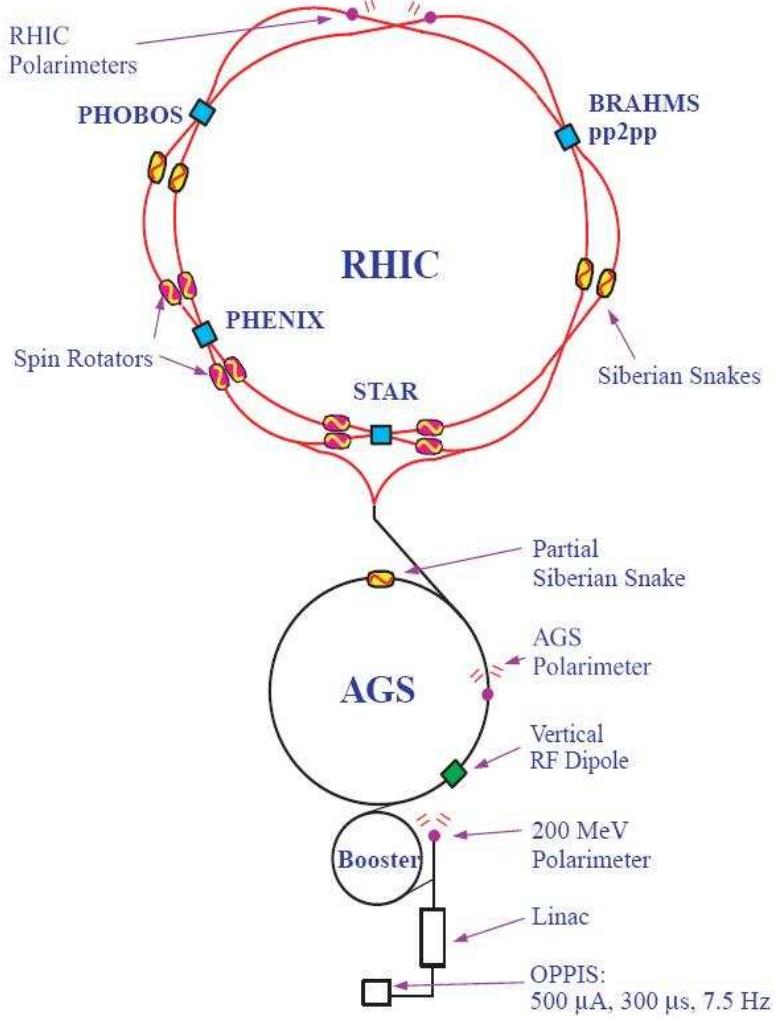


Рис. 2.1: Схематический вид ускорительного комплекса БНЛ для работы с поляризованными протонами.

Измерения, сделанные в 2002 и 2003 годах основаны на предположении  $A_N^{CNI}|_{24.3GeV} = A_N^{CNI}|_{100GeV}$ . Исходя из этого предположения и измеренной "сырой" асимметрии  $\epsilon$ , поляризация пучка дается формулой:

$$P_{beam} = \frac{\epsilon}{A_N^{CNI}}. \quad (2.1)$$

Средняя поляризация протонов, измеренная таким образом, составила 15% (в 2002 году) и 30% (в 2003 году). Для прямого измерения поляризации при энергии 100 ГэВ в ближайшем будущем планируется провести эксперимент со струйной мишенью поляризованного жидкого атомарного водорода. Сейчас ведутся работы по установке и тестированию этой мишени на RHIC [107].

Поляризация протонов в кольцах RHIC поддерживается благодаря использованию (впервые в ускорителях высокой энергии) полной "Сибирской Змейки" [108, 109], при ускорении частиц от энергии инжекции до рабочей энергии 100 ГэВ. В каждом

кольце было установлено по два таких дипольных магнита, которые переворачивали спин протонов, для того чтобы избавится от деполяризующих резонансов при ускорении. В кольцах RHIC стабильным положением оси спина протонов является вертикальное положение.

В типичном цикле накопления в 2002 и 2003 годах было 55 банчей в каждом кольце, что приводило к пересечению банчей в точке взаимодействия STAR каждые 213 нс. Средняя светимость в цикле накопления составляла в 2002 году  $1.5 \times 10^{30}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$  ( $2 \times 10^{30}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$  в пике), интегральная светимость составила 0.15 пбарн $^{-1}$ . В сеансе 2003 года средняя светимость –  $3 \times 10^{30}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$  ( $6 \times 10^{30}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$  в пике), интегральная светимость – 0.9 пбарн $^{-1}$ .

В сеансе 2002 года вектор поляризации был направлен вертикально в зоне взаимодействия STAR. В сеансе 2003 были установлены спиновые ротаторы в каждом кольце по обе стороны детектора STAR. Когда ротаторы включены, спин протона поворачивается из вертикального в радиальное направление перед тем, как пучок попадает в STAR. В дальнейшем спин поворачивается в продольное (по пучку) направление после прохождения магнитов DX и D0. После того, как пучок проходит зону взаимодействия STAR, происходит обратный процесс вращения, и направление спина переходит в стабильное вертикальное в кольце ускорителя. Сеанс 2003 года был разбит на две части: с поперечной (вертикальной) и продольной поляризацией. Интегральная светимость для поперечной поляризации составила 0.5 пбарн $^{-1}$  и 0.4 пбарн $^{-1}$  для продольной.

В каждом банче протонов в цикле заполнения частицы могут быть поляризованы в различных направлениях (вверх или вниз). Последовательность заполнения колец банчами со спином направленным вверх или вниз называется спиновой структурой пучка. Чередование направления поляризации необходимо для минимизации систематических ошибок при измерении асимметрий. В сеансах 2002 и 2003 годов в Желтом кольце направление спина чередовалось через каждый бант, а в Синем через каждые два. Кроме того в каждом кольце было по три банча без поляризации (так же в целях оценки систематики) и 5 банчей подряд были не заполнены (необходимы для гашения пучков и полезны для оценки пучкового фона). Характерная спиновая структура показана на Рисунке 2.2.

STAR расположен на позиции "6 часов" в RHIC, пучковый канал проходит вдоль направления запад-восток. Желтый пучок движется с запада на восток, тогда как Синий в обратном направлении.

## 2.2 Передний пионный детектор

В сеансах 2002 и 2003 годов были использованы две основные технологии в конструкции ППД<sup>1</sup> (Передний Пионный Детектор): калориметр на основе свинцового стекла и калориметр на основе свинец-сцинтиллятор [110]. При попадании фотона (электрона, позитрона) в свинцовое стекло в детекторе рождается электромагнитный ливень. Чerenковский свет испытывает многократное полное внутренне отражение

<sup>1</sup>Англоязычные эквиваленты терминов и аббревиатур, принятые в литературе и сотрудничестве STAR приведены в Приложении А (Таблица А.1).

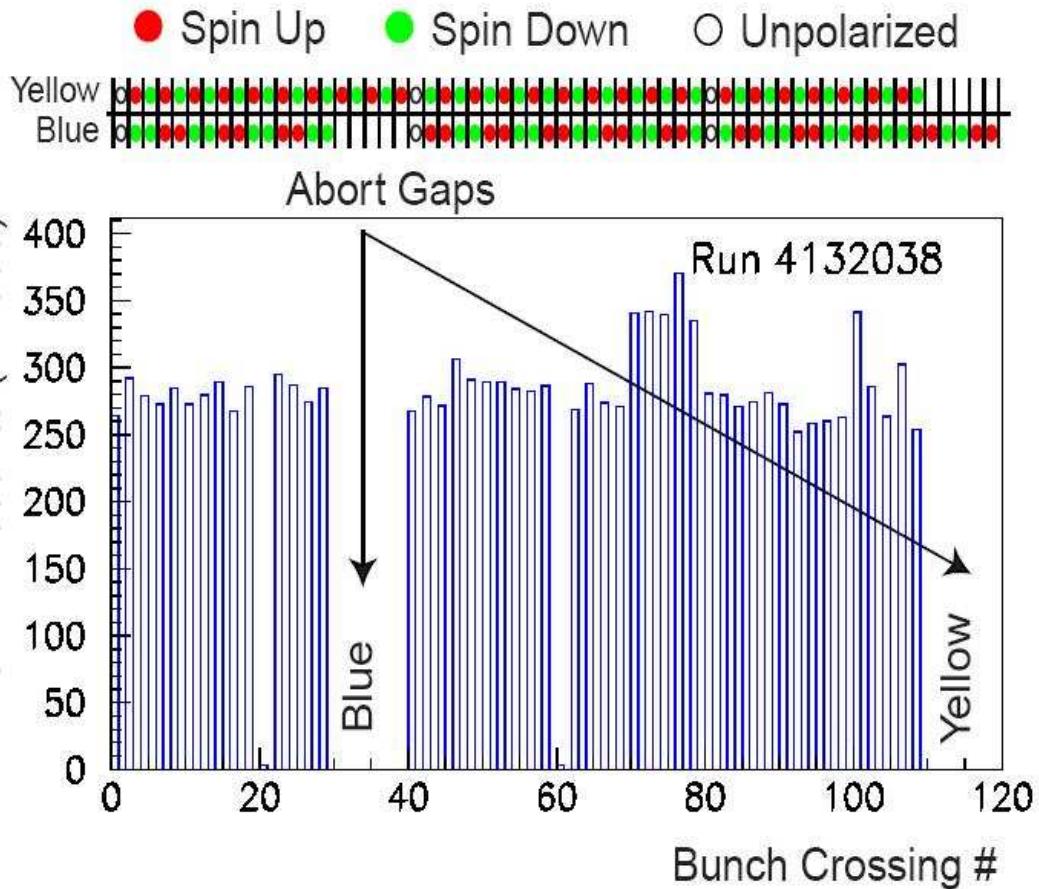


Рис. 2.2: Спиновая структура пучков поляризованных протонов в кольцах RHIC. Сверху: распределение направлений поляризации в кольцах по банчам, пустыми клетками показаны незаполненные банчи. Снизу: типичное распределение числа совпадений пучковых счетчиков – мониторов светимости (ПС) от номера банча RHIC.

на границах свинцового стекла и в конечном счете собирается на ФЭУ на дальнем конце счетчика. Число черенковских фотонов пропорционально начальной энергии электромагнитной частицы, от которой произошел ливень. Подробное описание оптических свойств стекла и ФЭУ даны в соответствующей Главе.

Пластиковые сцинтилляторы используются в сцинтилляционном сэмплинговом калориметре (прототип ППД в сеансе 2002), детекторе максимума ливня (ДМЛ) и пучковых счетчиках – мониторах светимости (ПС). Заряженные частицы, проходя через вещество, возбуждают его атомы. Только небольшая часть энергии возбуждения освобождается посредством испускания гамма-квантов. Обычно на каждые примерно 100 эВ выделенной в детекторе энергии испускается 1 фотон. Таким образом минимально ионизирующая частица (MIP), проходя через пластиковый сцинтиллятор толщиной 1 см, производит примерно  $2 \times 10^4$  фотонов. Полное число фотоэлектронов (или сигнал зафиксированный электроникой) зависит от эффективностей сбора и транспортировки оптических волокон и квантовой эффективности ФЭУ. Пласти-

ковые сцинтилляторы обладают хорошим временным разрешением. Время высвечивания таких сцинтилляторов около 1 нс. Таким образом, в случае ПС, данная технология позволяет быть ПС частью триггера взаимодействия STAR. Что касается ДМЛ и прототипа ППД, они были больше сфокусированы на определении энергии частиц, прошедших через сцинтиллятор, чем на временном разрешении.

## 2.3 Прототип переднего пионного детектора в сеансе 2002 года

Как будет показано в следующей Главе, детектирование  $\pi^0$ -мезонов требует измерения угла распада на два фотона и полной энергии  $\pi^0$  с хорошей точностью. Измерение относительного распределения энергии между фотонами может быть менее точным.

Из обсуждений в предыдущей Главе, для вертикальной поляризации пучка в зоне взаимодействия STAR, мы ожидаем, что измеренная  $A_N$  будет иметь наибольшее значение для лево-правых детекторов и значение ноль для детекторов вверху и внизу. Детекторы (в обоих сеансах 2002 и 2003 годов) были спроектированы с учетом этого. Детекторы расположенные слева и справа дают возможность измерить асимметрию, в то время как детекторы вверху и внизу позволили бы осуществить контроль за систематикой.

В сеансе 2002 года как прототип ППД использовался прототип торцевого электромагнитного калориметра (пТЭМК) STAR, установленный на выступе платформы в восточном туннеле экспериментального зала слева по направлению поляризованного пучка (на Рисунке 2.3 пТЭМК обозначен как Северный модуль). Он представлял из себя сэмплинговый калориметр на основе свинец-сцинтиллятор, включающий также плоскости пластикового сцинтиллятора детектора максимума ливня (ДМЛ). Для изучения возможных систематических ошибок в измерении  $A_N$  были установлены три детектора - матрицы  $4 \times 4$  из блоков свинцового стекла. Их поместили справа (Южный модуль), сверху (Верхний модуль) и снизу (Нижний модуль) от входящего поляризованного протонного пучка (условно названного Желтым пучком в RHIC).

Северный (пТЭМК) и Южный модули были помещены на расстоянии  $\simeq 750$  см от точки взаимодействия STAR, а Верхний и Нижний модули на расстоянии  $\simeq 600$  см (Рисунок 2.4).

### 2.3.1 Прототип торцевого электромагнитного калориметра

пТЭМК – традиционный сэмплинговый свинцовый калориметр, схожий по конструкции с торцевым калориметром STAR (отсюда название) [111]. Он состоял из 24 слоев свинцовых пластин (фирмы Vulcan) толщиной 5 мм каждая, проложенных 24 слоями пластин пластикового сцинтиллятора 4 мм толщины (Kururay SCSN-81). Полное количество вещества в калориметре – примерно 20 радиационных длин. Слои были смонтированы в 12 оптически изолированных блоков, составляя матрицу  $4 \times 3$ . Для сбора и транспортировки света использовались спектросмещающие волокна диаметром 0.83 мм. Они были вставлены в выемку, вмонтированную в сцинтиллятор.

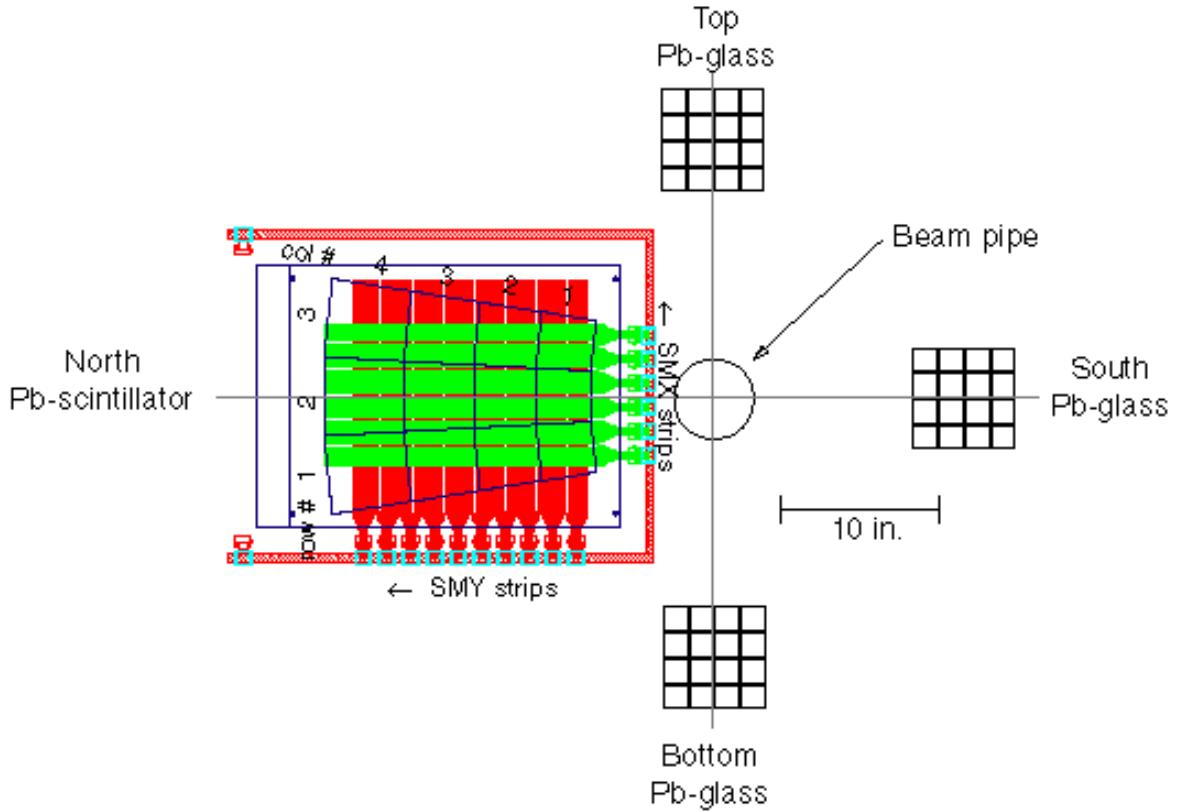


Рис. 2.3: Схематический вид прототипа ППД в сеансе 2002 года. Вид "по пучку" из точки взаимодействия. Слева: Северный модуль пТЭМК – калориметр на основе свинец-сцинтиллятор; справа, снизу и сверху: Южный, Нижний и Верхний модули соответственно – калориметры из свинцового стекла.

Калориметр был помещен в светонепроницаемую алюминиевую коробку размером  $38.1 \times 53.3 \times 71.1 \text{ см}^3$  (длина  $\times$  ширина  $\times$  высота). Внутри коробки 12 спектрально смещающих волокон от каждого слоя свинец-сцинтиллятор увязаны в 2 пучка (по 6 волокон в каждом). Всего таких пучков получалось  $24 \times 12/6 = 48$  штук. Сбоку алюминиевой коробки располагались 48 оптических 10-ти контактных разъемов (DDK Electronics). В разъемы вставлялись оптические волокна диаметром 0.9 мм для транспортировки света до еще одного алюминиевого ящика с ФЭУ. Внутри ящика было 12 ФЭУ (EMI 9107B). Сцинтилляционный свет от 24 слоев отдельного блока суммировался с помощью смесителя из акрилового пластика, в который переправлялся этот свет из всех 24 волокон. Каждый смеситель просматривался фотокатодом отдельного ФЭУ. Питание ФЭУ осуществлялось через делитель Кокрофт-Уолтон (КУ). Делители КУ имеют низкое электропотребление и дают возможность работать в линейном режиме ФЭУ для больших пиковых токов, которые характеризуют ливни максимальной интересующей энергии. Максимальное (отрицательное по знаку) выходное напряжение, предоставленное делителями КУ – 1200 В, и стабильность по напряжению – 0.05 %. Энергетическое разрешение пТЭМК составило  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{16\%}{\sqrt{E}} + 2\%$ ,

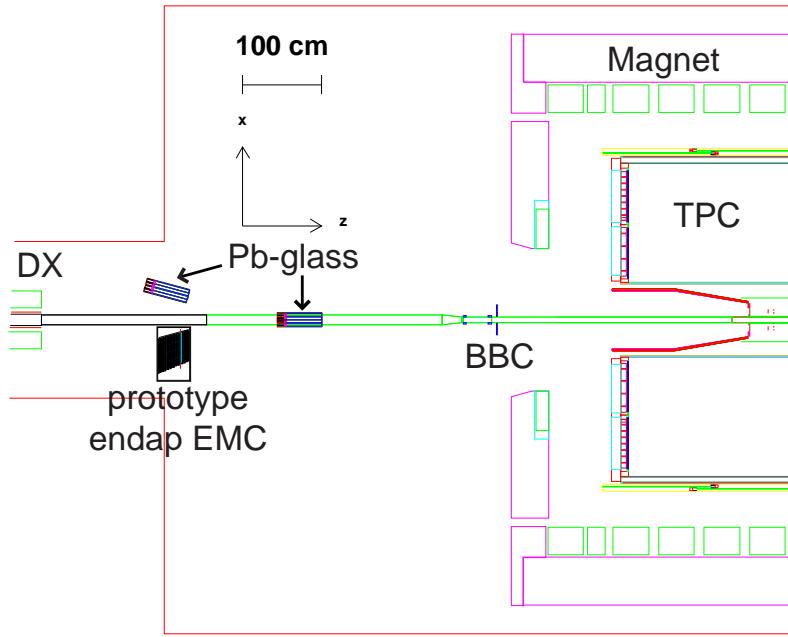


Рис. 2.4: Восточная часть установки STAR (вид сверху) в сеансе 2002 года.

временное  $\sim 100$  нс – меньше времени между двумя соседними банчами RHIC.

### 2.3.2 Прототип детектора максимума ливня

Детектор максимума ливня (ДМЛ) располагался за шестым слоем пТЭМК (то есть, перед ним было примерно 5 радиационных длин вещества калориметра). Он был составлен из двух плоскостей из тонких пластин сцинтиллятора. Одна плоскость содержала 60 полос (полосы располагались вертикально), другая – 100 (горизонтально).

Каждая пластина в сечении – равносторонний треугольник со стороной 5.8 мм (высота 5 мм). Каждая из них была обернута алюминизированным майларом толщиной 50 мкм для оптической изоляции. Вершины двух смежных пластин направлены в противоположные стороны. Таким образом, после склейки всех пластин вместе, они образуют плоскость 5 мм толщины (Рисунок 2.5).

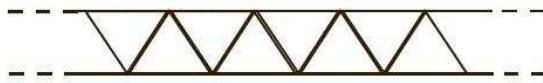


Рис. 2.5: Сечение сцинтилляционных полосок ДМЛ.

По центральной оси каждой треугольной пластины были проведены спектросмешающие волокна толщиной 0.83 мм (для чего в пластинах были проделаны отвер-

стия, проходящие по всей длине). Один торец волокна делался зеркальным. Сцинтиляционный свет от каждой пластины ДМЛ по спектросмещающим волокнам доставлялся к 16 оптическим разъемам, расположенным в стенке алюминиевого ящика. Длина этих волокон не превосходила 0.5 метра. Каждый оптический разъем расчетан на 10 волокон. Таким образом 160 оптических волокон (толщина 0.91 мм) были соединены со 160 спектросмещающими волокнами от 160 пластин ДМЛ один к одному. Оптические волокна соединялись в 16 групп (пучки в светонепроницаемой оболочке) по 10 волокон в каждой. Затем, по этим 16 пучкам сигнал попадал в другой алюминиевый ящик, где помещались много-анодные ФЭУ (МАФЭУ). Таких МАФЭУ было 12 штук, по 16 выводов в каждом (Hamamatsu 6568). Каждой пластине ДМЛ соответствовал свой выход МАФЭУ. Внутри ящика волокна были разведены таким образом, чтобы минимизировать влияние смежных пластин ДМЛ (наводки из соседних каналов). Ящик МАФЭУ имел размеры  $66.0 \times 48.3 \times 20.3$  см<sup>3</sup> (д × ш × в). Высоковольтное питание ( $\simeq |900|$  В) к МАФЭУ подводилось к задней стороне ящика, которая была открыта для свободного доступа воздуха. В качестве делителей использовались резистивные делители (Hamamatsu), модифицированной конической формы для лучшей линейности.

### 2.3.3 Свинцовое стекло и фотоумножители

В качестве детекторов гамма-квантов использовались черенковские счетчики полного поглощения из свинцового стекла [112, 113]. Отличительными особенностями таких счетчиков являются:

- высокое быстродействие,
- хорошее энергетическое разрешение,
- долговременная стабильность.

Счетчики были изготовлены из прозрачного свинцового стекла ТФ1-00, имевшего следующие характеристики:

- плотность – 3.86 г/см<sup>3</sup>;
- радиационная длина  $X_o = 2.5$  см;
- критическая энергия – 15.8 МэВ;
- показатель преломления  $n \approx 1.65$ ;
- содержание PbO – 65.4 %;
- Мольеровский радиус – 3.32 см.

Счетчики были обернуты алюминизированным майларом толщиной 20 мкм. Номинальные размеры счетчика были  $38.1 \times 38.1 \times 450$  мм<sup>3</sup> (18 радиационных длин по направлению потока частиц). Черенковский свет, возникающий в стекле от электромагнитного ливня, регистрировался 12-динодным ФЭУ-84-3, имевшим сурьмяно-калиево-цезиевый фотокатод типа S-200 с максимумом квантовой чувствительности на длине волны 410 нм. Диаметр фотоумножителя 34 мм, длина 100 мм.

### **2.3.4 Пучковые счетчики – мониторы светимости**

Детектор ПС [114] состоит из 18 маленьких и 18 больших пластин пластикового сцинтиллятора. В сеансе 2002 были установлены все малые пластины. Большие пластины были установлены в количестве только 6 штук. В остальном, ПС ничем не отличался от того, что работал в сеансе 2003 года (см. параграф 2.4.3).

### **2.3.5 Электронная аппаратура и триггер**

Стойки с электроникой ППД находились на полу прямо под платформой восточного туннеля STAR. Для ДМЛ, сигналы с анодов всех двенадцати МАФЭУ посыпались через линию пассивной задержки в аналого-цифровой преобразователь LeCroy 4300B FERA (Fast Encoding and Readout ADC) – 16 канальный АЦП стандарта КАМАК. Сигналы с ДМЛ не участвовали в формировании триггера.

Сигнал "старт" для время-цифрового преобразователя (ВЦП) генерируется совпадением сигнала запуска от RHIC и триггера ППД. Двенадцать сигналов от ФЭУ счетчиков пТЭМК посыпались по коаксиальным кабелям (фирмы LEMO) длиной  $\simeq 30$  м, что приводило к задержке в  $\simeq 150$  нс. Каждый из них сначала делился 50-Омным разветвителем на два сигнала. Первый подавался в еще один модуль LeCroy 4300B FERA в той же корзине КАМАК, что и модуль FERA для ДМЛ, для кодирования полного заряда. Второй поступал в модуль линейного разветвителя (fan-in/fan-out – FIFO). Один из выходов линейного FIFO проходил через дискриминатор и затем задерживался на  $\simeq 200$  нс прежде чем попасть в модуль LeCroy 2228A ВЦП в качестве сигнала "стоп". Другой выход FIFO поступал в каскадный линейный FIFO вместе с сигналами от остальных счетчиков пТЭМК для того, чтобы получить суммарный сигнал со всего калориметра. Всего производилось четыре таких суммирования, одно для счетчиков пТЭМК (Северный калориметр) и три остальных для матриц из свинцового стекла (Верхний, Нижний и Южный калориметры).

В том кинематическом диапазоне, который перекрывает ППД – в области фрагментации вперед существует большой фон, сопровождающий высокоэнергичные электромагнитные частицы. Для подавления этого фона использовался порог на энерговыделение. Устанавливалось программируемое значение, и только события, в которых энерговыделение в одном из четырех модулей ППД (1 пТЭМК и 3 матрицы свинцового стекла) превосходило это значение, участвовали в триггере. Вообще говоря, производилась сумма энерговыделений по всем счетчикам для каждого модуля и, затем, использовалась в качестве входного сигнала для триггерной электроники ППД.

На Рисунке 2.6 изображена схема системы сбора данных ППД.

Следует заметить, что в сеансе 2002 года сигналы всегда считывались локальной системой сбора данных ППД, работавшей под управлением Linux ПК в комнате управления STAR, в отличие от большинства других подсистем, чьи потоки данных были интегрированы в систему сбора данных STAR и считывались им напрямую. Так как ППД – быстрый детектор, по сравнению с Время-Проекционной Камерой (ВПК, мертвое время  $\simeq 10$  мс), он работал в двух различных режимах: вместе с системой сбора данных STAR или независимо. В первом режиме сбор данных контролиро-

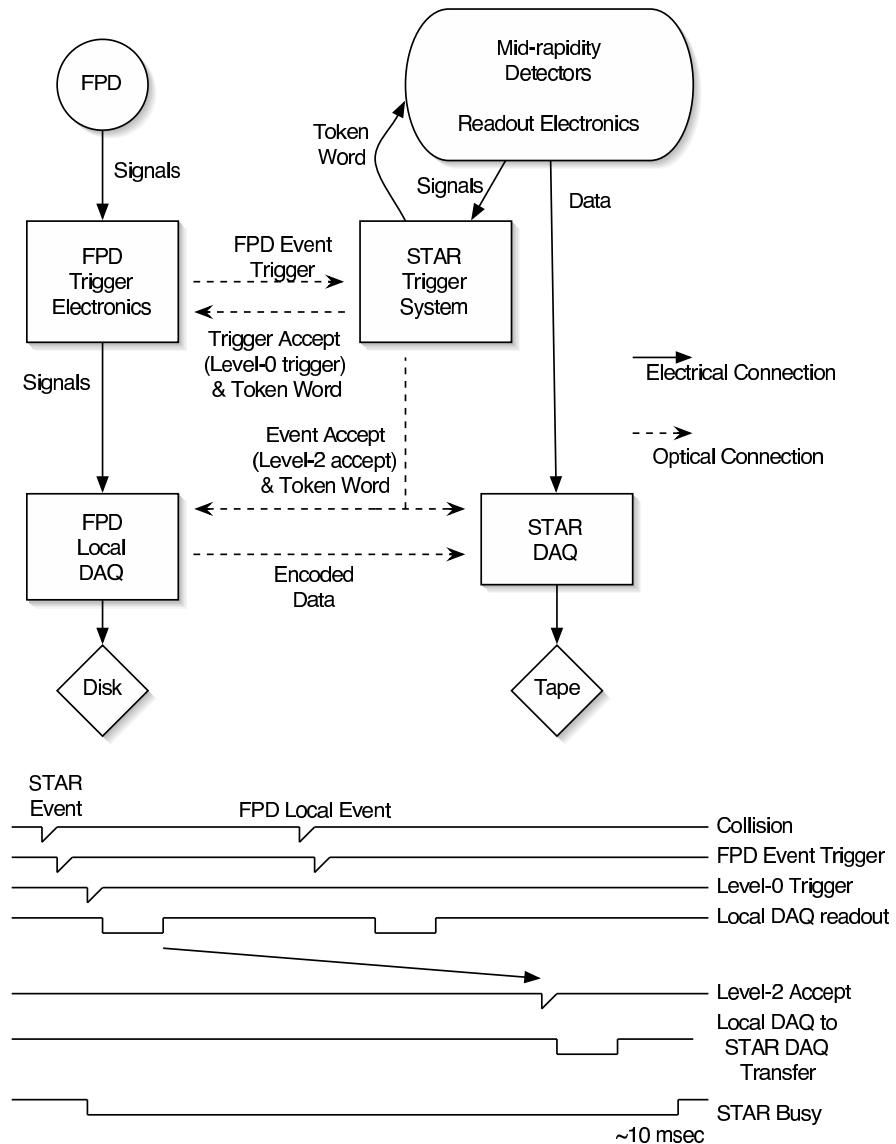


Рис. 2.6: Схема системы сбора данных ППД в сеансе 2002 года.

вался системой синхронизации STAR. Когда выдается сигнал "уровень 2 принят", данные ППД (включая данные ДМЛ) посыпались как TCP/IP пакеты по локальной сети через выделенный порт в машину, управляющую системой сбора данных STAR. Каждое событие, записанное STAR, было помечено 12-ти битовым словом, которое называется "маркер". Триггерная система STAR транслирует "маркер" во все подсистемы детектора. В каждом заголовке пакета данных, передаваемом в компоновщик событий, содержался "маркер". Компоновщик событий собирал полное событие на основе данных от всех подсистем. Событие признается хорошим, если оно содержит пакеты от всех подсистем, причем с одинаковым "маркером".

В случае независимой работы от STAR ППД записывал события всегда, когда был превышен порог по энергии. В обоих режимах работы данные записывались на локальный диск. Большинство данных было записано в независимой моде. Однако результаты для инклюзивного дифференциального сечения и  $A_N$  совпали в обоих режимах триггера.

## 2.4 Передний пионный детектор в сеансе 2003 года

Прототип ППД в сеансе 2002 года был несимметричным относительно вертикальной оси. Как обсуждалось ранее, для уменьшения систематической ошибки выгодно иметь симметричную установку. Более того, прототип пТЭМК больше не был доступен в сеансе 2003 года. Модифицированный детектор ППД [115], смонтированный для сеанса 2003 года, был основан на свинцовых стеклах, хорошо зарекомендовавших себя в регистрации гамма квантов и электронов. В отличие от прототипа ППД, новый детектор был установлен на обе платформы (восточную и западную) туннеля в экспериментальном зале установки STAR.

По проекту ППД состоит из Восточной и Западной частей (по отношению к точке взаимодействия STAR). Каждая из частей имеет два модуля слева и справа от пучкового канала (называются Северный и Южный по их расположению), и два модуля сверху и снизу пучкового канала (называются Верхний и Нижний). Северный (или Южный) модуль состоит из матрицы  $7 \times 7$  блоков свинцового стекла, расположенных параллельно пучку (горизонтально), 7 вертикальных свинцовых стекол (перед матрицей) в качестве Детектора Предварительного Развития Ливня (ДПРЛ), и две плоскости по 48 полосок пластикового сцинтиллятора в качестве детектора максимума ливня (ДМЛ) – между матрицей и ДПРЛ. Чтобы иметь более широкий ливень в ДМЛ и, соответственно более эффективно разделять ливни в ДМЛ, перед ДПРЛ установлено дополнительное вещество – свинцовая пластина толщиной 1.27 см. Верхний и Нижний модули состоят из 25 свинцовых стекол, уложенных в матрицу  $5 \times 5$ . В этих модулях отсутствовали ДМЛ, ДПРЛ и свинцовая пластина.

Перед сеансом 2003 года была полностью завершена восточная часть ППД. В западной части были установлены только Южный и Верхний модули. Более того, не было электроники для Юго-Западного ДМЛ (доступная электроника была использована для Юго-Восточного ДМЛ и Северо-Восточного модулей, чтобы сформировать симметричную лево-правую конфигурацию). Впоследствии выяснилось, что ДМЛ электроника вообще отработала неудовлетворительно в сеансе 2003 года. Поэтому ДМЛ был исключен из анализа. Для получения физического результата был разработан метод реконструкции основанный исключительно на информации со свинцовых стекол. Установка STAR в сеансе 2003 года схематически изображена на Рисунке 2.7.

### 2.4.1 Калориметры из свинцового стекла

Для сеанса 2003 года были использованы те же стекла, что и в сеансе 2002. В 2002 году, чтобы сделать детектор светоизолированным, каждое стекло, кроме майлара,

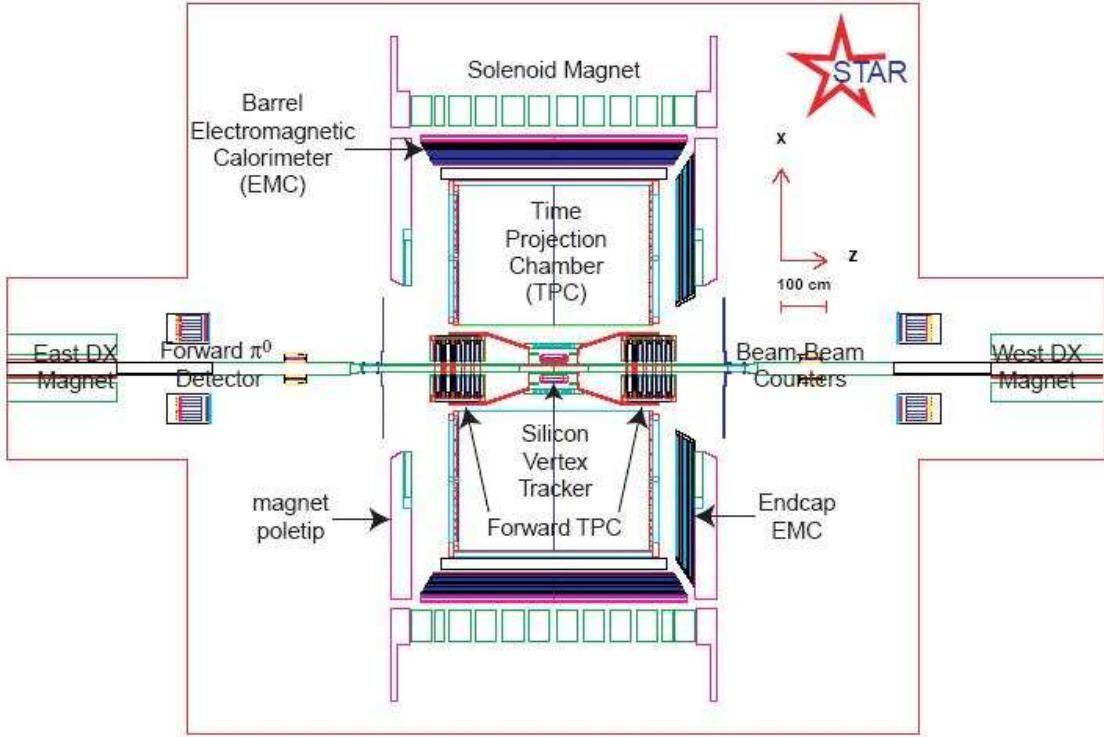


Рис. 2.7: Установка STAR в сеансе 2003 года. Вид сверху.

оборачивалось дополнительно черной бумагой. В 2003 году все стекла, обернутые также майларом помещались в светонепроницаемую коробку, что составляло один модуль. В сеансе 2002 ФЭУ-84 были соединены со стеклом оптической силиконо-резиновой прокладкой. В сеансе 2003 года вместо этого использовалась оптическая замазка между фотокатодом и поверхностью стекла. Напряжение на ФЭУ выбиралось в районе 1600 В. Всего  $7 \times 7 \times 3 + 5 \times 5 \times 3 + 7 \times 3 = 243$  счетчика из свинцового стекла было использовано в сеансе 2003 года. Энергетическое разрешение калориметров из свинцового стекла составило  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E}}$ , временное – 30 нс. На рисунке 2.8 изображены 4 матрицы ППД в восточной части экспериментального зала.

## 2.4.2 Детектор максимума ливня

Конструкция ДМЛ в сеансе 2003 года отличалась от таковой 2002-го несколькими деталями:

1. На восточной стороне два модуля Северный и Южный включали в себя ДМЛ.
2. Каждая плоскость, горизонтальная или вертикальная, имели по 48 пластин.
3. Изменилась геометрия пластин. В сечении это уже равнобедренный треугольник – высотой 0.7 см и 1 см в основании. Длина пластины 26 см.

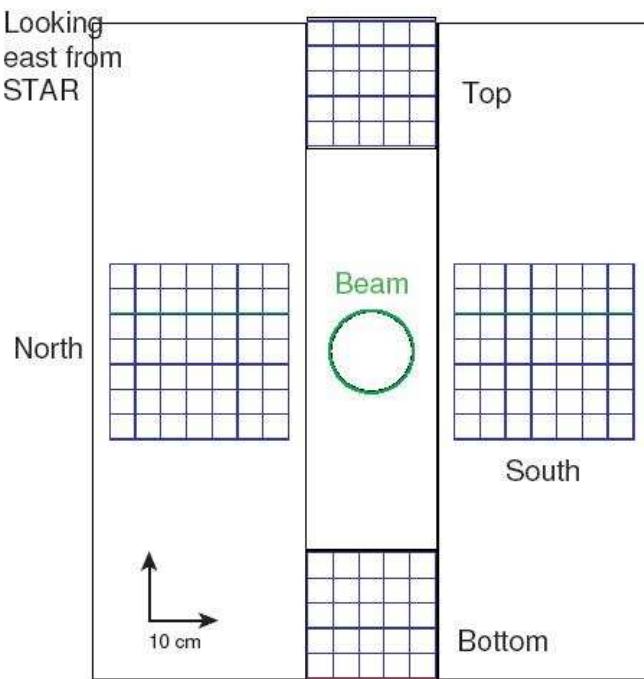


Рис. 2.8: Матрицы ППД из свинцового стекла в сеансе 2003 года. Вид "по пучку" из точки взаимодействия.

Таким образом, после склейки, пластины образовали плоскость с поперечным размером  $26 \times 26 \text{ см}^2$  и толщиной 0.7 см. Вспомним, что счетчики из свинцового стекла в Северном и Южном модулях составляли матрицы  $7 \times 7$ . Полная толщина семи стекол  $7 \times 3.81 \text{ см} = 26.67 \text{ см}$ . То есть, вертикальная и горизонтальная плоскости ДМЛ эффективно перекрывают сечение счетчиков. Увеличение толщины ДМЛ увеличило энергетическое разрешение.

Междуд зоной взаимодействия STAR и ППД находилась примерно одна радиационная длина вещества. Стекло из ДПРЛ добавляет еще 1.5 радиационной длины. Чтобы увеличить эффективность ДМЛ (наибольшая эффективность достигается при 5-6 радиационных длинах перед ним), была установлена свинцовая пластина толщиной 1.27 см (2.3 радиационные длины) перед ДПРЛ в Южном и Северном модулях.

Сцинтилляционный свет от ДМЛ собирался и передавался по спектросмещающим волокнам толщиной 0.83 мм, как и в ДМЛ 2002 года. Так как МАФЭУ расположены внутри того же светоизолированного ящика, что и счетчики из свинцового стекла, и плоскости ДМЛ, отпала необходимость в транспортировке света за пределы ящика по прозрачным волокнам (как было сделано в сеансе 2002 года). МАФЭУ использовались те же, что и в предыдущем сеансе – Hamamatsu H6568 с 16 выводами.

На Рисунке 2.9 изображено внутренне устройство одного из модулей ППД.

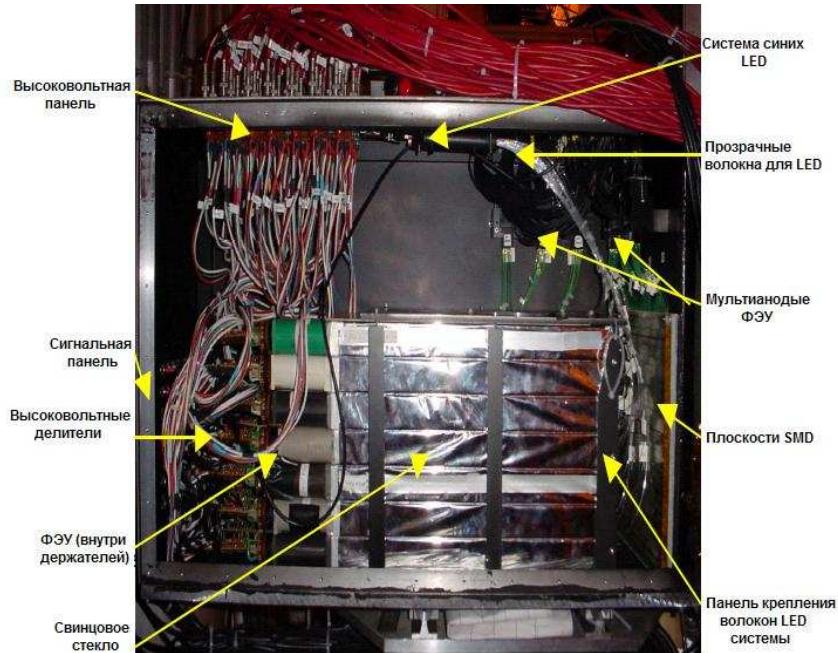


Рис. 2.9: Фотография модуля ППД в сеансе 2003 года изнутри.

### 2.4.3 Пучковые счетчики – мониторы светимости

ПС играют ключевую роль в формировании триггера STAR в  $pp$ -взаимодействиях. Так же он является хорошим локальным поляриметром и позволяет следить за светимостью пучков [114]. В процессе анализа данных сеансов 2002 и 2003 ПС позволил свести фон от непровзаимодействовавших частиц к 1% при наличии требования совпадения от Восточного и Западного ПС.

На Рисунке 2.10 изображена конфигурация ПС, полностью реализованная в сеансе 2003 года.

Детектор ПС сделан из двух наборов шестиугольных пластиковых сцинтилляторов – 18 малых и 18 больших пластин. Всего установлено 2 детектора, один на восточном полюсном наконечнике магнита STAR, другой – на западном. Малая пластина имеет диаметр 9.64 см. Большие пластины в четыре раза по диаметру пре-восходят малые. Толщина всех пластин 1 см. К лицевой и задней панелям пластин прикреплены листы алюминизированного майлара, чтобы отражать свет обратно в пластину. Границы шестиугольников покрашены диоксидом магния ( $MgO_2$ ), обеспечивающим оптическую изоляцию. Спектросмещающие волокна, вставленные в пластины в виде петли, собирали сцинтилляционный свет. Один торец волокна шлифовался и делался зеркальным. Другой торец также шлифовался и вклеивался в оптический разъем длястыковки с прозрачным волокном, которое выводило сцинтилляционный свет к ФЭУ. Ящики с ФЭУ установлены на полюсных наконечниках магнита STAR над ПС.

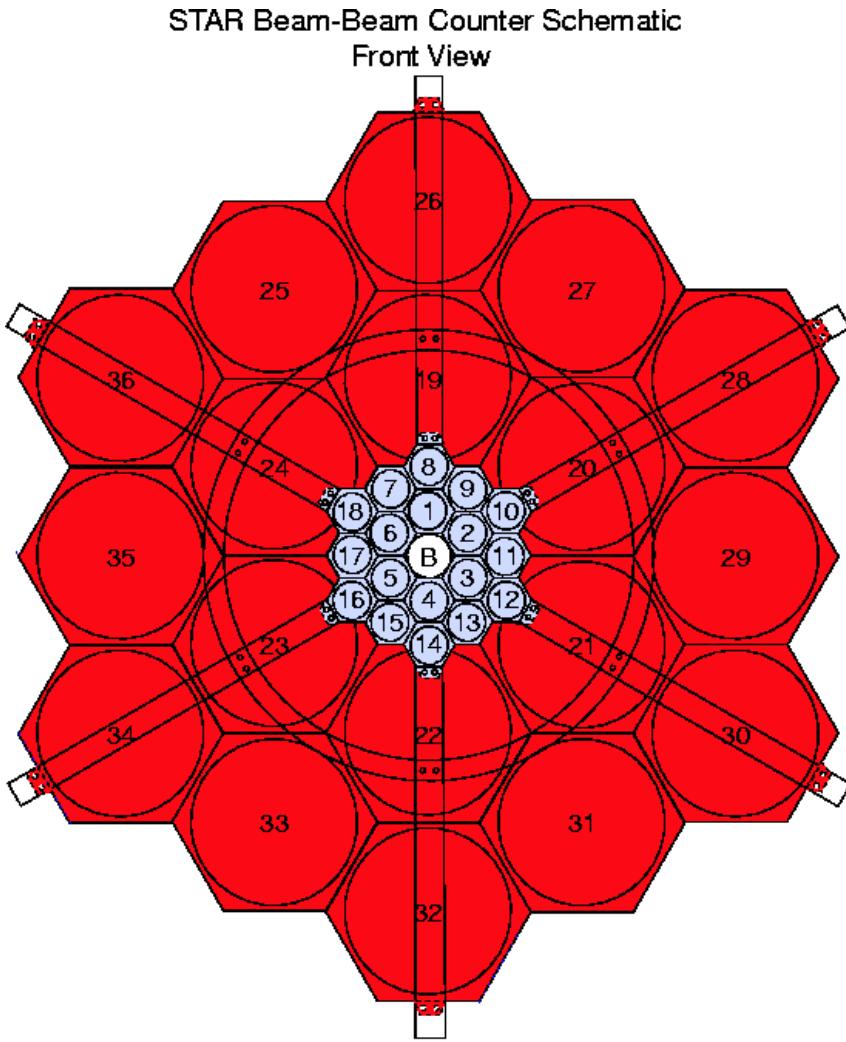


Рис. 2.10: Схематический вид ПС эксперимента STAR.

#### 2.4.4 Электроника

Электронная аппаратура и триггер имели как сходства, так и различия в  $pp$  сеансах 2002 и 2003 годов. Данные от ДМЛ проходили тот же путь, что и в сеансе 2002. Соединение по сети все так же было необходимо между локальным компьютером ППД под управлением Linux и системой сбора данных STAR, для передачи данных от ДМЛ, когда порог по энергии в ППД превышен и для данного события получен сигнал "уровень-2 принят". Однако, остальной поток данных от ППД (включая сигналы от ДПРЛ и ДМЛ для Северного и Южного модулей на восточной стороне) был полностью интегрирован в систему сбора данных STAR [116]. Триггерная логика и чтение данных были построены на основе плат DSM (Data Storage and Manipulation). Схема работы ППД DSM показана на Рисунке 2.11. Опять же, триггер выдавался, когда сумма сигналов от одного из шести модулей ППД (четыре на востоке и два на западе) превышала заданный порог. Однако, больше не существовало такого понятия, как "локальное событие ППД" или независимой моды, как в схеме системы сбора

данных ППД в сеансе 2002 года (Рисунок 2.6). Так как ППД по-прежнему оставался "быстрым" детектором, по-сравнению с ВПК, было реализовано два режима работы системы сбора данных STAR: режим "быстрых" детекторов и режим "медленных" детекторов. В режиме "быстрых" детекторов ВПК была выключена из триггера, в другом – включен.

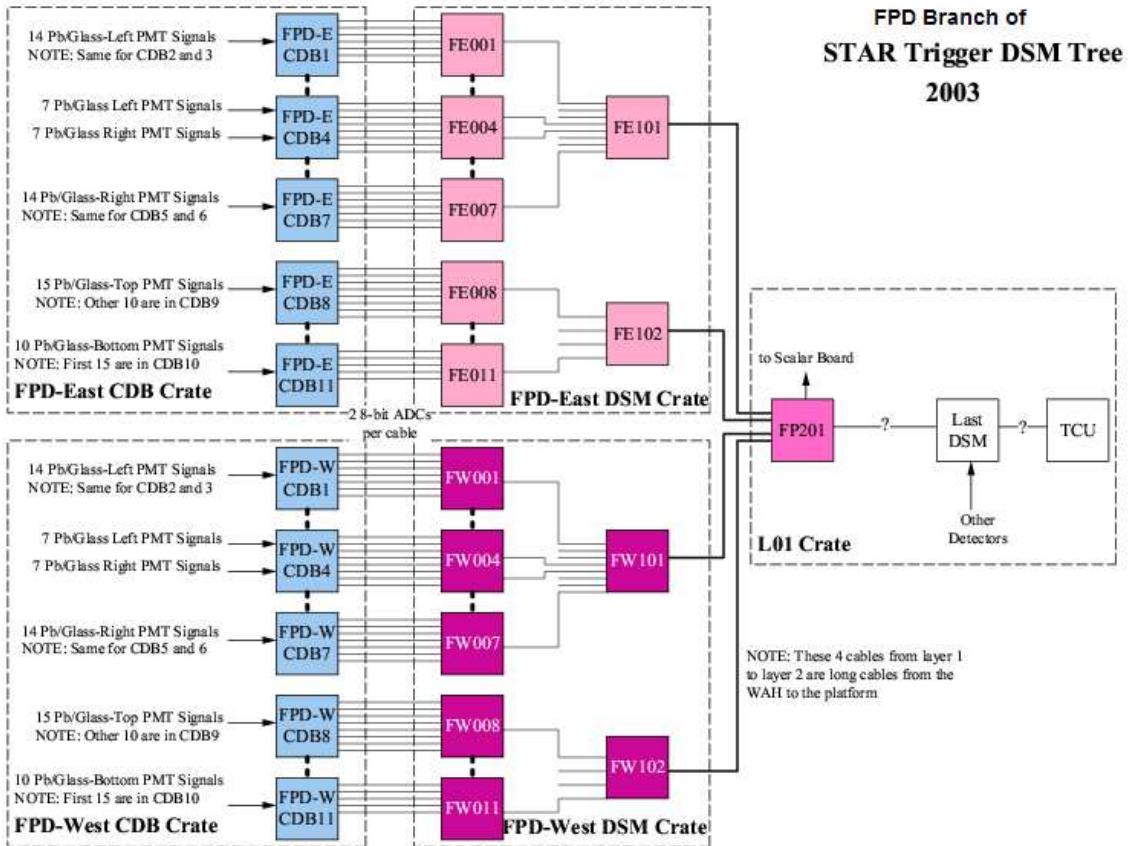


Рис. 2.11: Схема ППД DSM в сеансе 2003 года.

# Глава 3

## Первые результаты по односпиновой асимметрии в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$ вперед при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ

Первоначальной мотивацией установки прототипа ППД в эксперименте STAR явилось наблюдение возможных спино-зависимых эффектов в образовании нейтральных пионов с небольшим поперечным импульсом ( $p_T > 1$  ГэВ/с) и большим значением  $x_F$  ( $x_F > 0.2$ ) во взаимодействии поперечно поляризованных протонов с энергией в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ. При намного более низких энергиях ( $\sqrt{s} = 20$  ГэВ), в эксперименте с фиксированной мишенью, с третичным поляризованным пучком были обнаружены большие анализирующие способности заряженных и нейтральных пионов в схожей кинематической области [58, 59]. Теоретические модели описывают возникновение большой анализирующей способности в рамках различных партонных механизмов и предсказывают существование таких спиновых эффектов при энергиях RHIC. Поэтому, есть возможность приблизиться к пониманию механизма, ответственного за возникновение таких спиновых асимметрий. Кроме этого, наблюдение значительной анализирующей способности нейтральных пионов, рождающихся вперед, могло бы служить поводом для создания инструмента для настройки спиновых роторов, которые врашают спин протона из вертикального положения (в кольцах RHIC) в продольное (в зоне взаимодействия). Такой инструмент (локальный поляриметр) позволит свести к минимуму нежелательные вертикальную или радиальную компоненты поляризации.

### 3.1 Постановка эксперимента

Идентификация нейтральных мезонов через их распад на пару гамма квантов требует измерения трех величин:

- полной энергии мезона,  $E_\pi$ ,

- распределения энергии между дочерними фотонами - асимметрии энергии

$$Z_\gamma = \frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}}, \quad (3.1)$$

- угла разлета двух фотонов,  $\phi_{\gamma\gamma}$

Измеряя эти величины, инвариантная масса двух фотонов может быть реконструирована как

$$M_{\gamma\gamma} = E_\pi \sqrt{1 - Z_\gamma^2} \sin(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}). \quad (3.2)$$

В распадах высокоэнергетичных нейтральных мезонов распределение угла разлета двух фотонов имеет острый пик около минимального значения. Для  $\pi^0$  с энергией 30 ГэВ минимальный угол разлета равен 9 мрад. Чтобы определить это значение с большой точностью, необходимы гранулированный детектор и большое расстояние между ним и вершиной взаимодействия. Полная энергия и угол разлета должны быть измерены с хорошей точностью.

В сеансе 2002 года использовалась аппаратура прототипа ППД, подробно описанная в Главе 2. Схема экспериментальной установки показана на Рисунках 2.3, 2.4.

Ождалось, что события с большим энерговыделением по крайней мере в одном из калориметров прототипа ППД, будут редкими. Меньше 0.1% неупругих  $pp$  взаимодействий ожидались с энерговыделением в калориметрах, превосходящим 20 ГэВ в электронном эквиваленте. Для предотвращения мертвого времени был использован простой триггер, основанный на суммировании энергии в отдельном калориметре. Полная энергия формировалась посредством аналоговой суммы токов ФЭУ, составляющих один калориметр. Сигналы от ФЭУ каждого счетчика делились резистивной цепью в соотношении 20% к 80%. Первая часть использовалась для триггерной логики. Вторая через линию задержки, чтобы синхронизовать с воротами, попадала в АЦП. Для калориметров расположенных слева и справа от Желтого кольца RHIC (Северо-Восточный и Юго-Восточный модули) были сформированы токовые суммы отдельно для каждого столбца. Затем формировался окончательный суммарный сигнал всех столбцов, и дискриминатор по переднему фронту отбирал события, в которых эта сумма превышала заданный порог. Похожая схема применялась и для калориметров из свинцового стекла, расположенных сверху и снизу от пучка, только сумма первого уровня проводилась по строкам.

Данные с прототипа ППД записывались с помощью независимой системы сбора данных параллельно обычному набору данных STAR. Кроме данных с АЦП от калориметров ППД, записывалась также временная информация, с триггером ППД как сигнал общего старта и с сигналом стоп от:

- совпадение пучковых счетчиков – мониторов светимости (ПС);
- отдельные сигналы от восточного или западного ПС;
- биты-идентификаторы спина Желтого пучка.

Эта временная информация позволяет налагать "условие взаимодействия" (совпадение ПС счетчиков) и идентифицировать направление спина протонного пучка в Желтом кольце RHIC.

В дополнение к этим данным о событии, локальная система сбора данных ППД записывала показания пересчеток для сортировки спина и мониторирования работы детектора. Показания пересчеток считывались каждые 10 секунд в течении всего сеанса, что позволяло следить за эволюцией системы.

Данные набирались в начале января 2002 года, в течение сеанса с поляризованным протонным пучком. Типичный цикл заполнения колец RHIC длился 6-8 часов со светимостью примерно  $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в зоне взаимодействия STAR. Всего было записано около 10 млн. событий за 10 дней работы. Типичная частота работы системы сбора данных составляла 300 соб./с.

## 3.2 Анализ данных

Нейтральные  $\pi$ -мезоны реконструировались с помощью Северного модуля прототипа торцевого электромагнитного калориметра (пТЭМК) по событиям, содержащим два ДМЛ кластера, по формуле 3.2, модифицированной следующим образом:

$$M_{\gamma\gamma} = E_\pi \sqrt{1 - Z_\gamma^2} \sin(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}) \approx E_{tot} \sqrt{1 - Z_\gamma^2} \frac{d_{\gamma\gamma}}{2z_{vtx}}. \quad (3.3)$$

За энергию  $\pi^0$  ( $E_\pi$ ) было принято значение полного энерговыделения в калориметре ( $E_{tot}$ ). Угол разлета фотонов ( $\phi_{\gamma\gamma}$ ) определялся по двум измеренным величинам: расстояние до вершины ( $z_{vtx}$ ), получаемое по разности времен из восточного и западного ПС, и расстояние между гамма-квантами в калориметре ( $d_{\gamma\gamma}$ ). Параметры  $d_{\gamma\gamma}$  и асимметрия энергии  $Z_\gamma$  (см. (3.1)) были измерены с помощью ДМЛ.

### 3.2.1 Реконструкция $\pi^0$ -мезонов

Прежде всего из значений АЦП ДМЛ вычитались значения измеренных пьедесталов. Затем проводилась калибровка откликов всех ячеек ДМЛ. Калибровочные коэффициенты подбирались таким образом, чтобы скорректированные АЦП спектры имели одинаковую форму. После этого, поправленные (умноженные на соответствующий калибровочный коэффициент) сигналы АЦП сортировались по гистограммам зависимости энерговыделения от номера пластины, чтобы получить поперечные профили электромагнитных ливней в каждом событии. Над полученными профилиями проводилась серия фитов для идентификации пиков, которые могли быть произведены фотонами, попавшими в калориметр. Функция, которая описывает поперечный профиль ливня, представляет из себя пару гауссовых распределений с общим средним:

$$P(k) = \sum_{i=1}^2 \frac{\Delta E_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{k - k_0}{\sigma_i}\right)^2\right), \quad (3.4)$$

где  $k$  относится к номеру пластины. Номера горизонтальных пластин, относящихся к плоскости ДМЛ X, менялись в пределах от 1 до 60. Для вертикальных, плоскость

ДМЛ Y, номера пробегали значения от 1 до 100. Процедура анализа поперечного профиля ливня сводилась к следующему:

- Определялась пластина в плоскости ДМЛ X (ДМЛ Y) с максимальным энерговыделением.
- Начальные значения параметров фита определялись из моментов распределения профиля ливня. Проводился одиночный фит пика в районе пластины с максимальным энерговыделением. Параметры фита следующие:
  - $\Delta E_1 + \Delta E_2$ , энерговыделение под пиком;
  - $k_0$ , общее среднее для обоих гауссианов;
  - $\sigma_1$ , ширина наиболее узкого из двух гауссианов;
  - $\sigma_2/\sigma_1$ , отношение ширин гауссианов, принудительно фиксированное значением большим 1;
  - $\Delta E_2/\Delta E_1$ .
- Из полного распределения вычитались отфитированные данные и повторялась процедура одиночного фита над оставшимся распределением.
- Проводился комбинированный (2 пика) фит над первоначальным распределением, причем в качестве стартовых значений параметров брались результаты одиночных фитов.

Типичный профиль ливня показан на Рисунке 3.1. В этом событии плоскость, содержащая пару фотонов, повернута на  $20^\circ$  относительно горизонтальных пластин. Разделение ливней в плоскости ДМЛ X все еще очевидно при расстоянии между пиками в 2.1 см. Угол разлета пары гамма-квантов определяется из расстояния между ними при попадании в детектор. Эту величину можно извлечь напрямую, фитируя профили ливня, так как любые комбинаторные перестановки откликов ДМЛ X и ДМЛ Y приводят к одинаковым значениям расстояния между фотонами. Угол разлета ( $\phi_{\gamma\gamma}$ ) – это отношение измеренного расстояния между парой фотонов и расстояния от точки взаимодействия до калориметра. Для реконструкции большинства событий использовалось среднее значение распределения по  $z$  координате вершины. В этом случае, ширина области пересечения ограничивала разрешение в определении  $\phi_{\gamma\gamma}$ . Иначе, вершину взаимодействия можно восстанавливать как пересечение заряженных треков, зарегистрированных Время-Проекционной Камерой (ВПК).

Энергетическая асимметрия фотонов ( $Z_\gamma$ ) определяется как отношение энерговыделений под двумя пиками в любой из плоскостей ДМЛ X или ДМЛ Y. В эксперименте на тестовом пучке было измерено, что энерговыделение в плоскости ДМЛ X (ДМЛ Y) пропорционально энергии падающего электрона. Энергетическое разрешение ДМЛ в этом эксперименте составило  $\Delta E/E \approx 0.3/\sqrt{E}$ . Таким образом, измерение  $Z_\gamma$ , определение  $\phi_{\gamma\gamma}$  и полная энергия, измеренная калориметром, могут быть использованы для восстановления инвариантной массы двух фотонов.

Применение данной процедуры восстановления событий к данным, полученным с модуля пTЭМК, показано на Рисунке 3.2. Фон в области малых значений инва-

2002/03/07 10.49

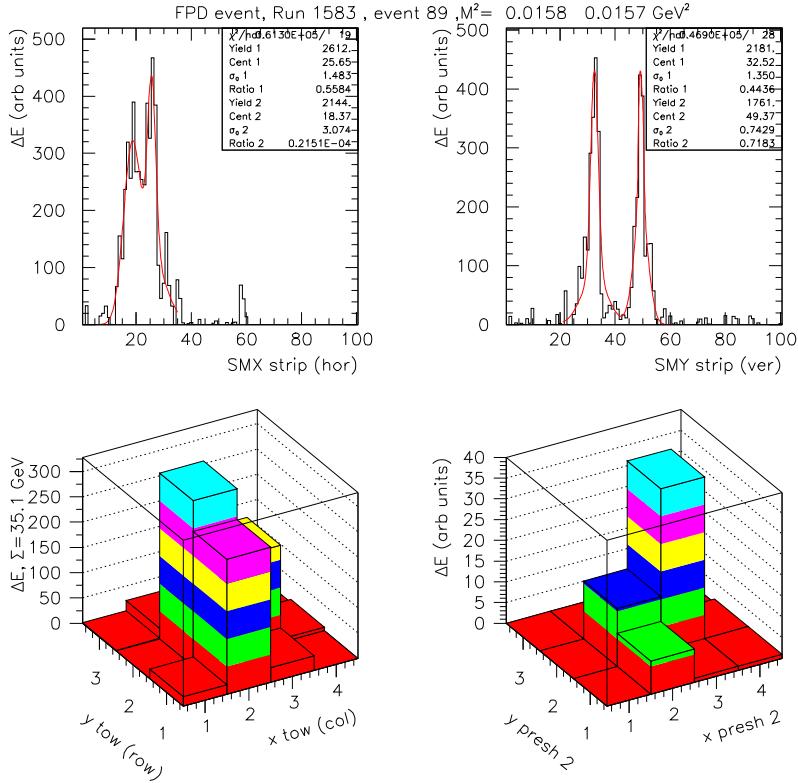


Рис. 3.1: Типично двух-фотонное событие в ППД 2002 года. Вверху: распределение откликов ДМЛ в зависимости от номера пластины в двух плоскостях. Внизу: распределение откликов в ячейках калориметра пТЭМК.

риантной массы возникает из двух источников. Одним источником, общим для всех калориметров, являются фотоны, произошедшие не от распадов нейтральных пионов. Второй специфичен для реконструкции  $\pi^0$ , основанной на ДМЛ. Второй "пик" в ДМЛ может образоваться от фотона, родившегося в результате жесткого тормозного излучения при развитии электромагнитного ливня. Другим механизмом образования второго пика в плоскости ДМЛ могут быть наводки из соседних каналов в МАФЭУ. Оба эти источника фона в результате дают большие значения асимметрии энергии, то есть параметра  $Z_\gamma$ . Физические события  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  при энергиях пиона больше  $\sim 20$  ГэВ ограничены геометрическим аксентансом калориметра значением  $Z_\gamma \leq 0.7$ . Кинематически разрешенные большие значения  $\phi_{\gamma\gamma}$  не наблюдаются в калориметре, что приводит к обрезанию распределения по  $Z_\gamma$ . Следовательно, наблюдаемый фон в области малых инвариантных масс может быть подавлен, ограничив  $Z_\gamma$  малым значением. Это требование не приводит к заметному снижению эффективности регистрации  $\pi^0$ . Более того, симметрия распада псевдоскаляра –  $\pi^0$  приводит к тому, что отбор событий с малым  $Z_\gamma$  никак не искажает аксентанс калориметра.

Фон также присутствует в распределении инвариантной массы двух фотонов в области больших значений. Этот фон появляется, когда в калориметре регистрируется дополнительная энергия (в основном от фотонов), в дополнение к паре фотонов

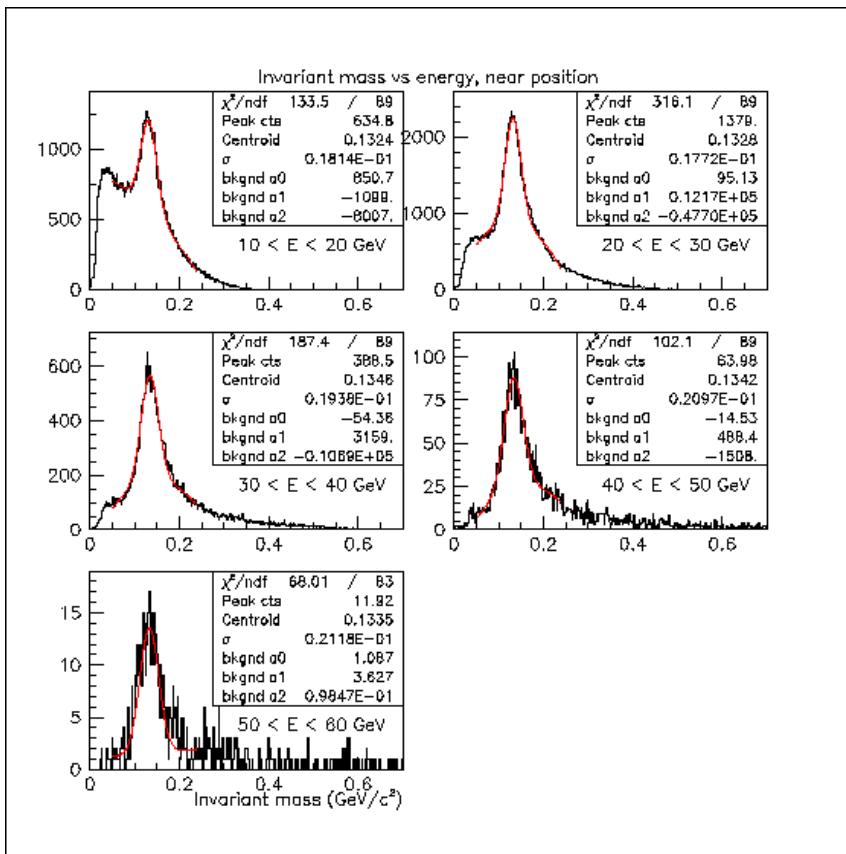


Рис. 3.2: Распределения по инвариантной массе в событиях, реконструированных в пТЭМК, в различных интервалах по энергии.

от распада нейтрального pioneна. Вероятно, этот фон может быть подавлен с помощью более сложного метода реконструкции, включающего анализ соответствия отклика ДМЛ с откликом счетчиков пТЭМК. Как будет описано ниже, фон в спектре инвариантной массы хорошо описывается моделью моделирования. Для нужд данного анализа нет необходимости в дальнейшем подавлении этого фона.

### 3.2.2 Калибровка калориметров

Калибровка трех модулей калориметра из свинцового стекла и Северного модуля пТЭМК проводилась по-разному. Калибровочные коэффициенты для свинцовых стекол подбирались из требования, чтобы АЦП спектры со стекол одного модуля имели один экспоненциальный наклон. Калибровка пТЭМК имела итерационный характер:

- В каждом событии определяется счетчик с максимальным энерговыделением.
- Инвариантная масса, реконструированная в этом событии, заносится в гистограмму, соответствующую данному "лидирующему" счетчику (от 1 до 12).
- Отбираются только события, имеющие ровно два пика в любой из плоскостей ДМЛ, полное энерговыделение не менее 20 ГэВ, прошедшие отбор по условию

взаимодействия (совпадение ПС) и имеющие значение асимметрии энергии менее 0.7.

- В каждой итерации:

- энерговыделения в каждом счетчике умножались на поправочные коэффициенты из предыдущей итерации;
- производилась сортировка распределений инвариантной массы, описанная выше;
- распределения для каждого счетчика фитировались функцией – Гауссиан + квадратичный полином (фон);
- поправочный коэффициент считался как отношение табличной массы  $\pi^0$ -мезона к значению среднего в функции Гаусса.

Обычно, эта процедура калибровки сходилась после пяти итераций.

Определение энергетической шкалы и исследование эффектов, влияющих на нее, очень важно при измерении спиновых наблюдаемых. Одним из таких эффектов могла быть неопределенность z-координаты модуля пТЭМК. Проблема связана с тем, что погрешность в абсолютной z-координате приводит к смещению реконструированной массы (см. формулу 3.3). Из-за сложности привязки платформы, на которой находились модули ППД, к абсолютной координатной системе STAR, появляется неопределенность в z-координате пТЭМК. Она оценена на уровне 5 см. Было проведено моделирование методом Монте-Карло, которое показало, что смещение координаты вылета  $\pi^0$ -мезонов в программе обработки (при том, что в Монте-Карло заложены правильные координаты) приводит к смещению вершины массового пика на величину менее 1%. Другим эффектом, оказавшим влияние на калибровочные коэффициенты, стала заметная разница в скорости счета индивидуальных счетчиков в разных циклах заполнения RHIC. Относительные калибровочные коэффициенты были подсчитаны для каждого цикла. Результаты показаны на Рисунке 3.3. Коэффициенты для счетчиков 4, 8 и 12 не достаточно хорошо определяются для каждого цикла заполнения. Это произошло из-за того, что они расположены наиболее далеко от пучка и получают небольшую часть потока нейтральных пионов. Более того, перекрытие с ДМЛ этих счетчиков не полное. Было решено объединять по несколько циклов заполнения для определения калибровочных коэффициентов в этих счетчиках. Коэффициенты для всех остальных счетчиков определяются с точностью лучше 0.1% в среднем. Видно, что коэффициенты меняются в пределах 10%. Причиной этому послужило заметное различие в счетах в отдельных счетчиках для разных циклов заполнения. Соответствующие поправки были внесены на этапе получения физического результата.

Также была изучена зависимость энергетической шкалы от энергии пионов и направления спина пучка. Такая зависимость оказалась пренебрежимо малой.

Таким образом, можно сделать вывод, что с помощью прототипа пТЭМК удалось восстановить нейтральные пионы в диапазоне 15-80 ГэВ с массовым разрешением 20 МэВ/ $c^2$ . При этом энергетическая шкала детектора была известна с точностью  $\sim 1\%$ .

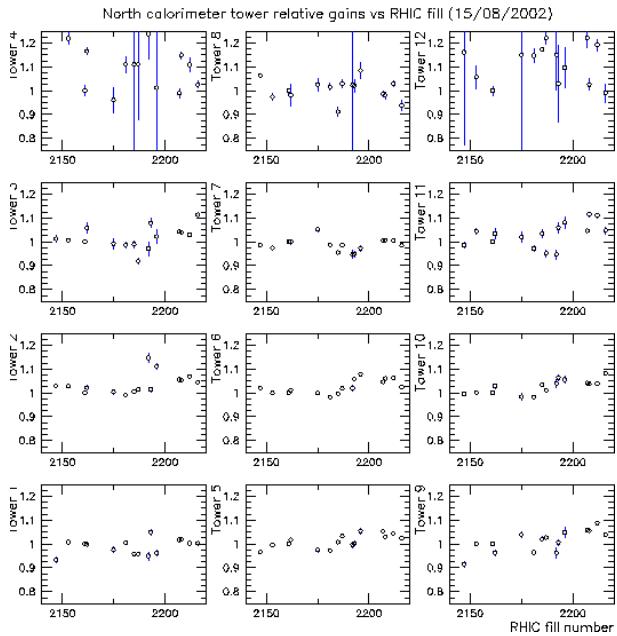


Рис. 3.3: Зависимость относительных калибровочных коэффициентов от циклов заполнения RHIC в 12 ячейках калориметра пТЭМК. Все коэффициенты подсчитаны относительно цикла заполнения RHIC 2161

### 3.2.3 Сравнение с моделированием методом Монте-Карло

Для оценки понимания событий, наблюдаемых в прототипе ППД, при взаимодействии поляризованных протонов энергией  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ было проведено сравнение между экспериментальными данными и моделированием. Программа моделирования была построена на основе PYTHIA [117] и GEANT [118] – для моделирования отклика калориметра. Применялись одни и те же алгоритмы восстановления и параметры реконструкции. Отбор событий, также одинаковый для обоих наборов данных, включал в себя:

- Полная энергия в калориметре должна превышать 30 ГэВ в эквиваленте энергии электрона. Это значение существенно выше порога триггера.
- Пики в плоскостях ДМЛ должны находиться в пределах  $12 < \text{ДМЛ } Y < 88$  полосы для вертикальной плоскости ДМЛ и  $12 < \text{ДМЛ } X < 48$  полосы для горизонтальной плоскости.
- в любой из ортогональных плоскостей ДМЛ должно содержаться два пика.
- Асимметрия энергии пары фотонов ограничена  $Z_\gamma < 0.3$ . Это условие снижает фон, описанный в пункте 3.2.1.
- На все события накладывается "условие взаимодействия". Это условие требует существования по крайней мере одной заряженной частицы на обеих сторонах STAR в интервале псевдобыстроты  $5.0 \leq |\eta| \leq 3.5$ . Более того, время по совпадению выбрано так, чтобы сигналы на сторонах с  $+\eta$  и  $-\eta$  отличались

по времени менее чем на 20 нсек. Это условие существенно уменьшает вклад событий на остаточном газе пучка в отклик калориметра.

Распределение по инвариантной массе пары фотонов показано на Рисунке 3.4. Условия отбора событий уменьшают комбинаторный фон в районе малых  $M_{\gamma\gamma}$ . Монте-

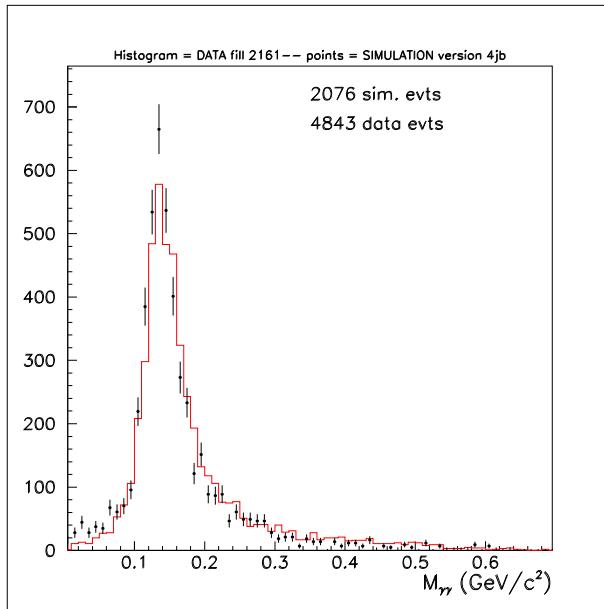


Рис. 3.4: Реконструированная инвариантная масса пары фотонов при  $pp$  взаимодействии энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ. Процедура описана в тексте. Для сравнения, в виде точек показаны данные Монте-Карло. Количество входов для моделирования отнормировано, для сравнения с данными.

Карло, возможно, имеет немного больше фоновых событий, чем экспериментальные данные. Ширина массового пика описывается адекватно с некоторым указанием на то, что разрешение в разыгранных данных немного лучше, чем в экспериментальных. Разница в разрешении обусловлена, по-видимому, ограничениями при калибровке полосок ДМЛ. Длинный "хвост" справа в распределении виден на экспериментальных данных и так же хорошо описывается моделированием. Происхождение этого "хвоста" обсуждалось выше.

Доминирующим вкладом в ширину массового пика является протяженность области пересечения. В сеансе 2002 года радио-частотные резонаторы, которые должны были уменьшать длину банчей, не функционировали, что привело к тому, что положение точек пересечения описывалось Гауссовым распределением с шириной 75 см. При данной реконструкции событий вершина взаимодействия подразумевалась фиксированной. Как показано на Рисунке 3.5, условие превышения энерговыделением некоторого порога приводит к тому, что распределение  $dN/d\eta$  растет с увеличением  $\eta$ . Из распределения видно, что вершина взаимодействия смещена относительно вершины при минимальном отборе (требуя только совпадения ПС). Предпочтительными становятся события с вершиной, расположенной дальше от калориметра, чем номинальная точка взаимодействия. Для реконструкции событий в дальнейшем использовалось наиболее вероятное значение положения вершины. Также на Рисунке

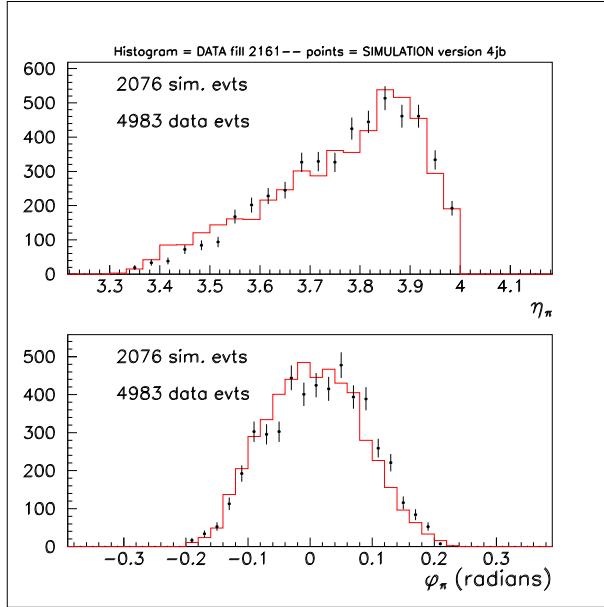


Рис. 3.5: Сравнение угловых переменных, данные – гистограмма, точки – моделирование. Вверху – распределение по псевдобыстроте для двух-фотонных событий. Снизу – распределение по азимутальному углу для тех же событий.

3.5 показано распределение по азимутальному углу для двух-фотонных событий. Это распределение симметрично относительно  $\phi_\pi = 0$  из-за расположения детектора.

На Рисунке 3.6 показаны распределение по энергии и поперечному импульсу двух-фотонных событий, прошедших описанную выше процедуру отбора. Распределение по энергии имеет степенной характер падения с ростом энергии. Форма распределений хорошо описывается в рамках GEANT/PYTHIA моделирования.

На Рисунке 3.7 изображены распределения положений максимумов пиков, найденных в плоскостях ДМЛ X и ДМЛ Y детектора ДМЛ. Распределение по положению максимума в ДМЛ X симметрично относительно средней пластины (номер 30) этой плоскости. Распределение по ДМЛ Y имеет большой пик в области меньших номеров, которые расположены ближе к пучку.

Таким образом, моделирование хорошо согласуется с экспериментальными данными по большому набору кинематических переменных. Это позволило удостовериться, что ППД действительно измерял  $\pi^0$ -мезоны от  $pp$  взаимодействий.

### 3.2.4 Алгоритм вычисления асимметрии

Целью данного эксперимента было измерение анализирующей способности  $\pi^0$ -мезонов во взаимодействии поперечно поляризованного пучка протонов с неполяризованным пучком. В сеансе 2002 года детектор ППД не обладал лево-правой симметрией: слева от Желтого пучка был установлен сэмплинговый калориметр пТЭМК (Северный модуль), справа – матрица из свинцового стекла (Южный модуль). Поэтому для каждого из калориметров анализирующую способность  $A_N$  измеряли по-отдельности, через

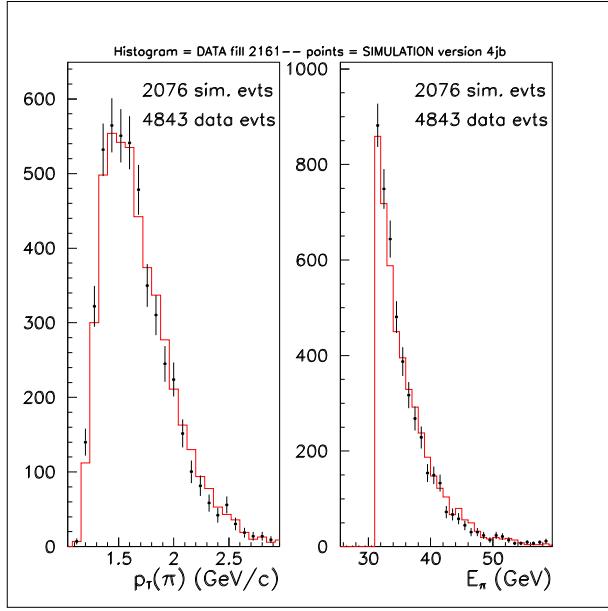


Рис. 3.6: Сравнение кинематических переменных, данные – гистограмма, точки – моделирование. Слева – распределение по  $p_T$  для двух-фотонных событий. Справа – распределение по энергии для тех же событий.

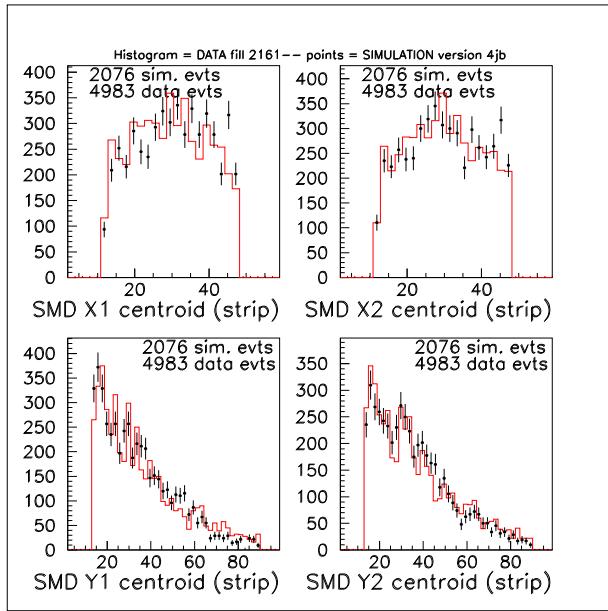


Рис. 3.7: Сравнение положений центроидов в ДМЛ, данные – гистограмма, точки – моделирование. Пики с наибольшим энерговыделением соответствуют левому столбцу. Пики в плоскости с горизонтальными (вертикальными) пластинами показаны на верхних (нижних) рисунках.

спино-зависимую асимметрию по формуле:

$$\langle \cos \phi \rangle P_{beam} A_N = \frac{N_+ - RN_-}{N_+ + RN_-}, \quad (3.5)$$

где  $P_{beam}$  – величина поперечной поляризации пучка,  $N_{+(-)}$  - число зарегистрированных  $\pi^0$ -мезонов при направлении поляризации пучка вверх (вниз),  $\phi$  - азимутальный угол между вектором поляризации протона и нормалью к плоскости реакции. Для Северного модуля  $\langle \cos \phi \rangle = 1$ , для Южного  $\langle \cos \phi \rangle = -1$ . Спино-зависимая относительная светимость  $R = \frac{\mathcal{L}_+ LT_+}{\mathcal{L}_- LT_-}$ , где  $\mathcal{L}_{+(-)}$  – светимость,  $LT_{+(-)}$  – эффективность системы сбора данных детектора при различных направлениях поляризации.

Величина  $\langle P_{beam} \rangle = 0.16$  была измерена с помощью КЯИ поляриметра, как уже обсуждалось выше. Ориентация спина в Желтом пучке для событий, прошедших триггер ППД, измерялась по разнице во времени между триггером ППД и битом-идентификатором спина, предоставляемым RHIC. Эта процедура была необходима, так как ППД имел независимую от остального STAR систему сбора данных. Таких битов в формате данных RHIC было четыре в сеансе 2002 года, что давало значение слова "spinbit" от 0 до 15. В Таблице 3.1 приведены спиновые состояния частиц в банчах в зависимости от значений битов-идентификаторов.

Таблица 3.1: Состояние поляризации и заполнения банчей в кольцах RHIC в зависимости от битов-идентификаторов спина в сеансе 2002 года.

номер бита (значение)	состояние банча один пучок	значение слова "spinbit" (4 бит)	состояние банчей оба пучка
0 (1)	Желтый спин $\uparrow$	0	Ж – пустой, С – пустой или непол., или непол.
1 (2)	Желтый спин $\downarrow$	5	Ж – спин $\uparrow$ , С – спин $\uparrow$
2 (4)	Синий спин $\uparrow$	6	Ж – спин $\downarrow$ , С – спин $\uparrow$
3 (8)	Синий спин $\downarrow$	9	Ж – спин $\uparrow$ , С – спин $\downarrow$
		10	Ж – спин $\downarrow$ , С – спин $\downarrow$
		1,2	С – банчи без пол.
		4,8	Ж – банчи без пол.

Относительную светимость взаимодействий протонов в Желтом пучке с направлением спина вверх или вниз измерялась подсчетом числа совпадений от двух детекторов ПС, отсортированных по битам-идентификаторам направления спина Желтого пучка [114]. Эффективность системы сбора данных ППД было измерена по отношению числа событий, принятых системой сбора данных, к числу событий, прошедших условие триггера. На Рисунке 3.8 показаны эволюция относительной светимости и отношения эффективностей системы сбора данных за время сеанса. Значение относительной светимости (поправка  $R$  в выражении (3.5)) флюктуировала в районе 1.15. Причиной этому послужили вариации интенсивности пучка от банча к банчу. Систематическая неопределенность относительной светимости составила  $\sim 10^{-3}$ , что в 10 – 20 раз меньше, чем значение  $P_{beam} A_N$ , измеренное ППД [114]. Из рисунка также видно, что эффективность системы сбора данных не зависела от спина.

Все события, прошедшие отбор по триггеру (энерговыделение в одном из четырех калориметров  $\gtrsim 15$  ГэВ) и "условию взаимодействия" ПС (см. выше), участвовали в дальнейшей обработке. Алгоритм подсчета асимметрии  $\pi^0$ -мезонов, зарегистрированных Северным модулем ППД (пTЭМК), был следующим:

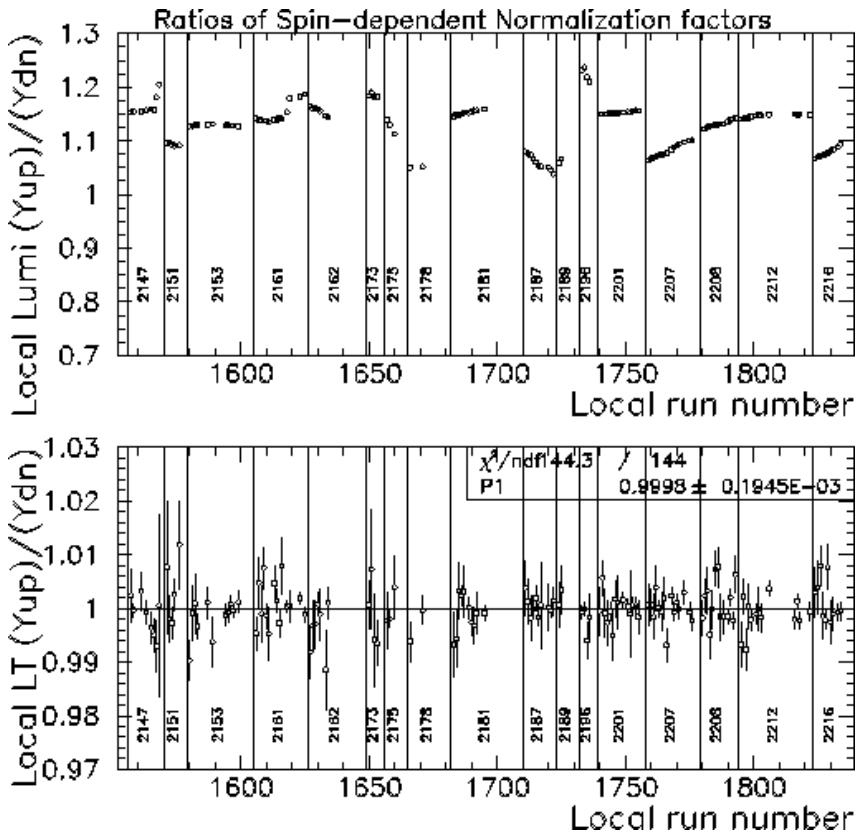


Рис. 3.8: Вверху – измеренная относительная светимость  $R$  для подсчета  $A_N$  в зависимости от времени. На горизонтальной оси отложены номера экспозиций в локальной системе сбора данных ППД, на рисунке - номера циклов заполнения RHIC. Внизу – отношение эффективностей системы сбора данных ППД при направлениях спина в Желтом пучке вверх и вниз в зависимости от времени. Также представлен результат фита константой.

- В каждом цикле заполнения восстанавливались  $\pi^0$ -мезоны по откликам ДМЛ и счетчиков пТЭМК. Условия, накладываемые на отклик ДМЛ:
  - пики в плоскостях ДМЛ должны находиться в пределах  $12 < \text{ДМЛ Y} < 88$  полосы для вертикальной плоскости ДМЛ и  $12 < \text{ДМЛ X} < 48$  полосы для горизонтальной плоскости;
  - в любой из ортогональных плоскостей ДМЛ должно содержаться два пика.

Для каждой пары фотонов считались значения  $E_{tot}$ ,  $d_{\gamma\gamma}$ ,  $Z_\gamma$ .

- По формуле 3.3 восстанавливалась масса  $\pi^0$  кандидатов. Значения масс складывались в гистограммы, отсортированные по направлению спина пучка (вверх или вниз) и по семи интервалам  $E_{tot}$  (15–20 ГэВ, 20–26.5 ГэВ, 26.5–33 ГэВ, 33–40 ГэВ, 40–47.5 ГэВ, 47.5–55.5 ГэВ, 55.5–80 ГэВ).
- Накладывалось условие по асимметрии энергии:  $Z_\gamma < 0.4$  в первом интервале

по энергии,  $Z_\gamma < 0.7$  в интервалах со второго по пятый и  $Z_\gamma < 0.1$  в двух последних. Это условие уменьшало фон в области малых  $M_{\gamma\gamma}$ .

- Количество  $\pi^0$ -мезонов в данном интервале энергий при данном направлении поляризации пучка определялось как сумма событий в интервале масс  $0.07 < M_{\gamma\gamma} < 0.3 \text{ ГэВ}/c^2$ .
- Конечным шагом было вычисление асимметрии по всей статистике. В каждом цикле заполнения вычислялась асимметрия по формуле (3.5) со своими значениями  $P_{beam}$  и  $R$ . Затем, проводился фит константной функцией по всем величинам  $A_N$ .

Кроме асимметрии  $\pi^0$ -мезонов были подсчитаны асимметрии по полному энерговыделению в калориметре. В этом случае сортировались энерговыделения по энергетическим интервалам и направлению спина пучка. Для трех модулей ППД из свинцового стекла, где не было возможности разделить ливни от пары фотонов (матрицы  $4 \times 4$ ), асимметрия была вычислена только последним способом.

### 3.3 Экспериментальные результаты

Окончательные результаты для анализирующей способности приведены на Рисунке 3.9 и Таблице 3.2.

На рисунке представлена анализирующая способность как функция от  $2 < E_{tot} > / \sqrt{s} \approx x_F$  для Северного модуля ППД. Анализирующая способность мала при  $x_F < 0.3$ , она становится положительной и растет с  $x_F$ , достигая значения  $\sim 20\%$  при  $x_F > 0.3$ . Средние значения  $r_{pt}$  коррелируют с  $< x_F >$ , так как прототип ППД находился на фиксированной позиции относительно точки взаимодействия. Заштрихованные точки соответствуют  $\pi^0$ -мезонам со средним значением псевдобыстроты  $< \eta > = 3.8$ . Незаштрихованные точки – события, основанные на полной электромагнитной энергии в пТЭМК без ДМЛ анализа (без ограничения по номерам полосок и без идентификации  $\pi^0$ ). Согласие между обоими случаями говорит о том, что значение  $A_N$  не чувствительно к методу идентификации нейтральных мезонов. Это подтверждается моделированием, показавшим, что 95% событий, с энерговыделением в пТЭМК большим 25 ГэВ, происходят от фотонов, 95% из которых продукты распада  $\pi^0$ -мезонов. В Таблице 3.2 представлены результаты для всех четырех модулей ППД. Видно, что  $A_N$ , полученная на детекторе из свинцового стекла справа от пучка, находится в согласии с данными, полученными на пТЭМК слева от пучка. Тогда как асимметрия сверху (Верхний модуль из свинцового стекла) и снизу (Нижний модуль из свинцового стекла) совместима с нулем, как и ожидалось.

При оценке систематических погрешностей учитывалось несколько факторов. Наибольший вклад ( $\sim 95\%$ ) вносила  $x_F$ -зависимая систематическая ошибка, связанная со сравнением результатов с правого и левого калориметров. Ее значения оценивались следующим образом (приведено для Северного модуля):

1. Предполагается, что Северный и Южный модули измеряют одно и то же  $A_N$  при данном  $x_F$ .

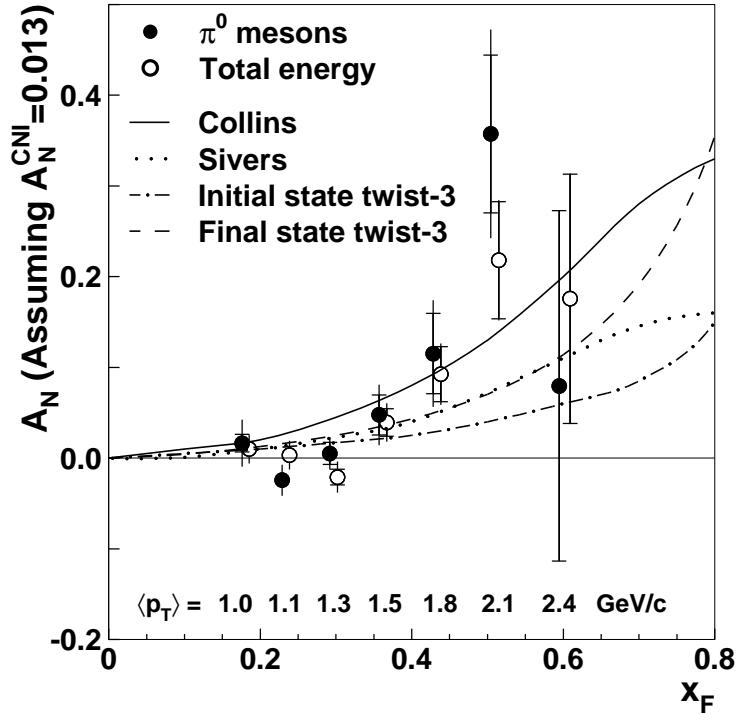


Рис. 3.9: Анализирующая способность в зависимости от  $x_F$  для пТЭМК. Заштрихованные окружности соответствуют идентифицированным  $\pi^0$ -мезонам. Незаштрихованные окружности представляют полную энергию, зарегистрированную калориметром; значения сдвинуты на  $x_F = +0.01$  для наглядности. Внутренние ошибки – статистические, внешние – квадратично просуммированные статистические и систематические. Линии – предсказания теоретических моделей в рамках пертурбативной КХД, вычисленные при  $p_T = 1.5$  ГэВ/с. Измеренные значения  $A_N$  пропорциональны  $A_N^{CNI}$  при 100 ГэВ, которое принималось равным 0.013. Подробности в тексте.

2. Вычисляется среднее  $A_N$  по двум измеренным значениям.
3. Если значение для Северного модуля отличается от среднего из предыдущего пункта больше, чем на одно стандартное отклонение (статистическое), то систематическая ошибка будет такой, чтобы в сумме со статистической сделать это отличие равным одному стандартному отклонению (статистическое + систематическое).

Также в систематическую ошибку давали вклад такие эффекты как:

- отличие от нуля значений асимметрии, измеренных Верхним и Нижним модулями – вклад  $\sim 2\%$ ;
- зависимость эффекта от цикла заполнения RHIC, то есть  $\chi^2/ndf > 1$  при линейном фите асимметрии по всем циклам; систематической ошибке в этом случае приписывалось такое значение, чтобы при квадратичном суммировании ее со статистической привести  $\chi^2/ndf$  к единице – вклад  $\sim 4\%$ ;

Таблица 3.2: Анализирующая способность  $\pi^0$  и полной энергии в калориметре во взаимодействии  $p \uparrow p$  при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ в области фрагментации поляризованного пучка.

Калориметр	$< x_F >$	$< p_T >$ ГэВ/ <i>c</i>	$A_N \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{syst}$ %	$N_{events} \cdot 10^{-3}$
Северный ( $\pi^0$ )	0.18	1.0	$1.6 \pm 1.0 \pm 2.4$	414.0
	0.23	1.1	$-2.4 \pm 0.8 \pm 1.5$	626.8
	0.29	1.3	$0.5 \pm 1.2 \pm 1.3$	263.9
	0.36	1.5	$4.8 \pm 2.2 \pm 2.5$	80.9
	0.43	1.8	$11.5 \pm 4.4 \pm 3.8$	20.2
	0.50	2.1	$35.7 \pm 8.7 \pm 7.5$	5.2
	0.59	2.4	$8.0 \pm 19.3 \pm 0.5$	1.1
Калориметр	$2 < E_{tot} > / \sqrt{s}$		$A_N \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{syst}$ %	$N_{events} \cdot 10^{-3}$
Северный ( $E_{tot}$ )	0.18		$1.0 \pm 0.6 \pm 1.9$	1306.8
	0.23		$0.3 \pm 0.6 \pm 1.5$	1229.6
	0.29		$-2.1 \pm 0.9 \pm 1.5$	544.3
	0.36		$3.9 \pm 1.5 \pm 1.9$	170.6
	0.43		$9.3 \pm 3.0 \pm 1.6$	42.9
	0.50		$21.8 \pm 6.5 \pm 1.5$	9.5
	0.60		$17.6 \pm 13.7 \pm 1.5$	2.1
Южный ( $E_{tot}$ )	0.18		$-1.6 \pm 0.5$	1414.3
	0.23		$0.1 \pm 0.6$	1108.9
	0.29		$-2.6 \pm 1.1$	313.0
	0.36		$-1.1 \pm 2.0$	98.7
	0.43		$1.9 \pm 3.6$	29.9
	0.50		$17.3 \pm 6.8$	8.3
	0.60		$9.6 \pm 11.8$	2.7
Верхний ( $E_{tot}$ )	0.15		$-0.2 \pm 1.0$	328.5
	0.20		$1.6 \pm 1.2$	254.0
	0.26		$-1.4 \pm 1.8$	98.2
	0.34		$7.7 \pm 3.4$	29.1
	0.47		$9.1 \pm 11.2$	2.7
Нижний ( $E_{tot}$ )	0.15		$2.0 \pm 0.8$	542.0
	0.20		$-2.1 \pm 0.9$	375.6
	0.26		$-1.8 \pm 1.5$	143.7
	0.34		$0.7 \pm 2.7$	45.4
	0.47		$2.6 \pm 8.5$	4.7

- фон, произошедший от взаимодействий пучковых частиц с остаточным газом в вакуум-проводе, когда в одном из пучков следуют незаполненные банчи (пустой промежуток) – вклад  $\sim 1\%$ .

Как уже было сказано выше, систематическая ошибка, связанная с измерением относительной светимости, оказалась незначительной [114].

Статистическая значимость роста для анализирующей способности составляет  $4.7\sigma$  (включая статистические и систематические ошибки). Результат получен из линейного фита по незаштрихованным точкам на Рисунке 3.9 при  $x_F > 0.27$ ,  $\chi^2/ndf = 0.9$  при 3 степенях свободы. Это является первым значительным спиновым результатом для частиц с  $p_T > 1$  ГэВ/с на коллайдере поляризованных протонов.

## 3.4 Обсуждение результатов

### 3.4.1 Сравнение с другими экспериментальными данными

Ранее асимметрию образования  $\pi^0$ -мезонов в области фрагментации поляризованного протона в реакции  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  измеряли в двух экспериментах с фиксированной мишенью (см. параграф 1.1.2). Это эксперименты E704 при  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ и ПРОЗА-М при  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ. В Таблице 3.3 приведены средние асимметрии в этих экспериментах вместе с результатом эксперимента STAR.

Таблица 3.3: Результаты измерений  $A_N$  в области фрагментации поляризованных протонов в трех экспериментах.

Эксперимент	$ A_N , \%$
ПРОЗА-М (ИФВЭ) [63]	$11 \pm 3$
E704, ФНАЛ [58]	$12 \pm 2$
STAR, БНЛ [1]	$14 \pm 4$

Во всех экспериментах абсолютное значение асимметрии равно нулю при  $|x_F| < 0.3$ , возрастает с ростом  $|x_F|$  и при больших значениях  $|x_F|$  достигает  $\sim 20\%$ . Отсюда можно заключить, что асимметрия инклузивно образованного  $\pi^0$ -мезона в области фрагментации поляризованного протона в пределах ошибок измерения практически не зависит от энергии в диапазоне 10-200 ГэВ в системе центра масс.

### 3.4.2 Сравнение с теоретическими моделями

Кривые на Рисунке 3.9 – предсказания пертурбативных КХД моделей, полученные из данных при  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ и экстраполированные на  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ при  $p_T = 1.5$  ГэВ/с [66, 72, 74, 84–86]. В одной модели односиневые эффекты приписываются свертке поперечной функции распределения со спиново-зависимой функцией фрагментации Коллинза [86] (см. параграф 1.2.1). Модель Сиверса добавляет явную спиново- зависимую  $k_T$ -зависимость в партонную функцию распределения [66, 84, 85] (см. параграф 1.2.1). Остальные модели описывают спиновые эффекты партонными корреляциями в третьем порядке (твист-3) в начальном и конечном состояниях [72, 74] (см. параграф 1.2.2). Видно, что экспериментальные данные хорошо описываются всеми приведенными предсказаниями.

На Рисунке 3.10 представлено предсказание в рамках модели "хромо-магнитных струн" для наших данных при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ и  $\eta = 3.8$  [75, 76] (см. параграф 1.2.3). Кривая на рисунке получена по формуле (24) из работы [76] (получается при подстановке формул (1.21), (1.23) и (1.26) из параграфа 1.2.3 в (1.22)). В рамках данной

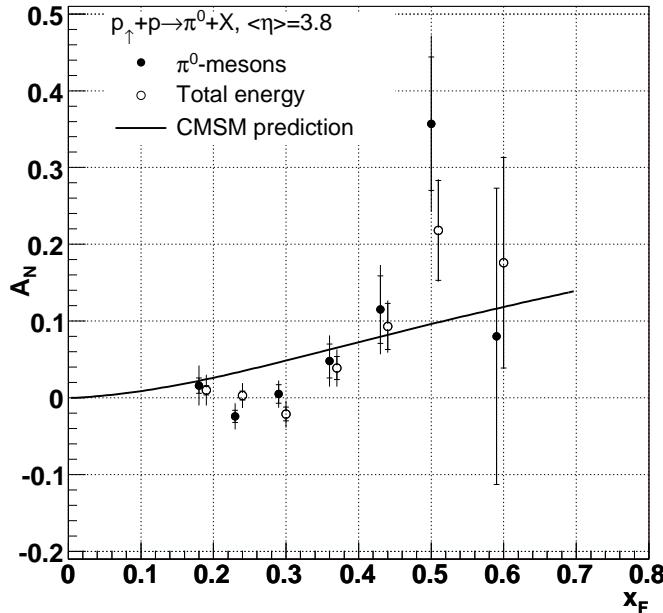


Рис. 3.10: Предсказание модели "хромо-магнитных струн" для односинхронной асимметрии  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ и  $\eta = 3.8$  [76]. Кривая – предсказание, точки – экспериментальные данные.

модели данные также описываются достаточно хорошо, хотя в области малых  $x_F$  модели, приведенные выше, ближе к экспериментальным данным.

Качественное предсказание для асимметрии  $\pi^0$ -мезонов дано в работе [119] в рамках кварковой модели для U-матрицы [80–82] (см. параграф 1.2.4). Асимметрия нейтральных мезонов должна быть положительна (основной вклад в области фрагментации поляризованного пучка дает положительно поляризованный u-кварк) и линейно растет с  $x_F$ .

Отметим также, что при малых значениях  $x_F$  большой вклад в сечение дает глюонная компонента, поэтому асимметрия при  $x_F < 0.3$  должна быть малой, так как поперечные глюонные функции распределения слабо зависят от поляризации протона.

### 3.4.3 Поляриметрия на основе асимметрии в инклузивных реакциях

Измеренная анализирующая способность в реакции  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  довольно высока,  $\sim 15\%$ , а сечение образования  $\pi^0$ -мезонов велико. Таким образом, данная реакция

может использоваться для измерения поляризации протонных пучков. В частности, ППД может служить локальным поляриметром STAR.

Электромагнитные калориметры с небольшим аксептансом, какими являются ППД в эксперименте STAR, можно также использовать в качестве поляриметра, где анализирующей способностью является асимметрия инклузивно рожденных фотонов. Впервые это было показано нами на основе данных эксперимента E704 [3].  $A_N$  в реакции  $p \uparrow p \rightarrow \gamma X$  в области фрагментации поляризованного пучка протонов энергией 200 ГэВ составила  $3 \pm 1\%$  в области  $x_F = 0.3 - 0.6$  и  $p_T = 0.5 - 1.0$  ГэВ/с. К преимуществам поляриметра на  $\gamma$ -квантах по сравнению с  $\pi^0$ -мезонными можно отнести:

- отсутствие необходимости восстановления пионов,
- наличие в статистике для поляриметрии событий, когда регистрируется только один фотон (например жесткий фотон от распада  $\pi^0$ ,  $\eta$  и т.п.).

Перечисленные аспекты позволяют применять поляриметр на  $\gamma$ -квантах в ограниченных пространствах (типичная проблема в коллайдерных экспериментах), а также ускорить измерение поляризации за счет более простой процедуры обработки данных.

Исследования, подобные приведенным в работе [3], можно провести на установке ППД в эксперименте STAR при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ.

### 3.5 Выводы по данной главе

Основные результаты данной Главы заключаются в следующем:

- Впервые наблюдены спиновые эффекты на коллайдере поляризованных протонов при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ, которая, как минимум, на порядок превосходит энергии всех предшествующих измерений в экспериментах с фиксированной мишенью.
- Впервые измерена односиновая асимметрия  $\pi^0$ -мезонов ( $A_N$ ) в реакции  $p \uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации поляризованного пучка при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ,  $x_F = 0.2 - 0.8$ ,  $p_T = 1.0 - 2.4$  ГэВ/с.  $A_N$  сравнима с нулем при  $x_F < 0.3$ , она становится положительной и растет с  $x_F$ , достигая значения  $\sim 20\%$  при  $x_F > 0.3$
- Измеренная асимметрия совместима в пределах ошибок с измерениями экспериментов E704 ( $\sqrt{s} \approx 20$  ГэВ) и ПРОЗА-М ( $\sqrt{s} \approx 10$  ГэВ) в той же кинематической области. Тем самым в эксперименте на коллайдере установлено, что в пределах ошибок измерения асимметрия не зависит от энергии взаимодействующих протонов.
- Инклузивное рождение  $\pi^0$ -мезона в области фрагментации поляризованного протона может служить новой реакцией для поляриметрии с установленной

экспериментально анализирующей способностью  $\sim 15\%$ . Калориметры Переднего Пионного Детектора (ППД) можно использовать в качестве локального поляриметра эксперимента STAR. Также потенциальной возможностью является использование ППД в качестве поляриметра с анализирующей способностью инклюзивного образования  $\gamma$ -квантов.

- Существующие теоретические модели хорошо описывают полученные данные.

## Глава 4

# Дальнейшее изучение односпиновой асимметрии в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ

В сеансе 2003 года было продолжено измерение анализирующей способности  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ. В отличие от 2002 года, измерения проводились на пучках со средней поляризацией  $\sim 30\%$ , с обновленным детектором ППД (использовались только калориметры из свинцового стекла) и в несколько другой кинематической области  $<\eta> = 4.1$ . Более того, наличие детекторов на обоих сторонах STAR (в сеансе 2002 – на одной стороне) позволило измерить  $A_N$  двумя независимыми способами. Кроме этого, впервые измерена асимметрия  $A_N$  в отрицательной области  $x_F$ .

### 4.1 Постановка эксперимента

Как и в сеансе 2002 года, для идентификации нейтральных мезонов измерялись те же величины: полная энергия, асимметрия энергии и угол разлета пары фотонов (подробнее см. параграф 3.1). Аппаратура ППД подробно описана в параграфе 2.4. Схема экспериментальной установки показана на Рисунках 2.7 и 2.8. В данном сеансе были установлены и работали 6 модулей ППД из свинцового стекла: 4 на Восточной стороне – Южный (справа по Желтому пучку), Северный (слева), Верхний, Нижний и 2 на Западной – Южный (слева по Синему пучку) и Нижний.

Данные с поперечно поляризованными пучками протонов набирались в апреле/мае 2003 года, в течение 16 дней. Типичный цикл заполнения RHIC длился 7-8 часов со светимостью около  $3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в зоне взаимодействия STAR. Всего было записано около 17 млн. событий, из которых 12 млн. использовались в обработке. Типичная частота работы системы сбора данных составляла: 1000 соб./с. в режиме "быстрых" детекторов (Время-Проекционная камера (ВПК) вне триггера) и 50-80 соб./с. в режиме "медленных" детекторов.

## 4.2 Анализ данных

Нейтральные пионы реконструировались во всех шести модулях калориметра ППД по формуле (3.3). За энергию  $\pi^0$  принималось значение полного энерговыделения в калориметре: матрица  $7 \times 7 + \text{ДПРЛ}$  в модулях слева и справа, матрица  $5 \times 5$  в модулях сверху и снизу ( $\text{ДПРЛ}$  отсутствовал в этих детекторах). Относительная координата вершины  $z_{vtx}$  определялась по следующему алгоритму:

- если известна вершина из ВПК (событие записано в режиме "медленных" детекторов) – берется это значение;
- иначе, если известна вершина из пучковых счетчиков – мониторов светимости (ПС) по разности времен срабатывания восточной и западной части (событие записано в режиме "быстрых" детекторов) – берется это значение;
- иначе, за вершину принимается ноль системы координат STAR.

Расстояние между гамма-квантами в калориметре ( $d_{\gamma\gamma}$ ) и асимметрия энергии ( $Z_\gamma$ ) определяется по отклику калориметров, с помощью программы восстановления электромагнитных ливней, описанной ниже. ДМЛ не использовался в реконструкции событий по причинам, описанным выше.

### 4.2.1 Реконструкция гамма квантов от распада $\pi^0$ -мезонов высокой энергии в калориметре из свинцового стекла

Нейтральные пионы регистрировались в калориметрах ППД в диапазоне энергий от 20 до 80 ГэВ. Как уже говорилось выше, распределение угла разлета двух фотонов имеет острый пик около минимального значения. Это приводит к тому, что расстояние между дочерними фотонами на базе 7.5 м лежит в интервале от 10 см (более 2.5 счетчиков) до 2.5 см (менее 1 счетчика). Чтобы реконструировать  $\pi^0$ -мезоны был использован специальный алгоритм восстановления ливней. Основной целью было улучшить разделение перекрывающихся ливней при больших энергиях.

Алгоритм реконструкции  $\gamma$ -квантов основан на выделении электромагнитного ливня по известной форме. Сначала находились кластеры, состоящие по крайне мере из трех ячеек и удовлетворяющие условию превышения порога 2.0 ГэВ по сумме энерговыделения. После выделения отдельных кластеров для каждого из них процедура восстановления ливней проводилась с использованием алгоритма, описанного в работе [120]:

- Находилась ячейка с максимальным энерговыделением. Первоначальный ливень рассматривался в области  $3 \times 3$  ячейки около максимума.
- Определялось, состоит ли данный кластер из одного или двух гамма-квантов. Для этого данный ливень (в области  $3 \times 3$  ячейки) фитировался программой MINUIT [121] с двумя параметрами (координаты  $X$  и  $Y$ ) и фиксированной энергией  $E_0$  для минимизации функционала  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_i (E_i - F_i(X, Y))^2 / \sigma_i^2, \quad (4.1)$$

$$\sigma_i^2 = c \cdot E_i (1 - E_i/E_0) + q. \quad (4.2)$$

Здесь  $E_i$  и  $F_i(X, Y)$  - соответственно измеренная и теоретическая (из формы ливня) энергия в каждой ячейке,  $c$  – параметр, описывающий флуктуации ливня и непосредственно связанный с разрешением калориметра на основе свинцовых стекол ( $\sqrt{c} \sim \sigma(E)/\sqrt{E}$ ,  $c = 0.03$  ГэВ),  $q = 0.02$  ГэВ<sup>2</sup> отвечает за шум электроники,  $E_0 = \sum_i E_i$  – суммарная измеренная энергия ливня по области  $3 \times 3$  ячейки.

Начальные значения параметров определялись как координаты центра тяжести ливня. Если в результате фитирования получена величина  $\chi^2/N < 3$  ( где  $N$  – число степеней свободы), то данный кластер рассматривался как одиничный ливень, и его энергия поправлялась на величину утечек за область суммирования  $3 \times 3$  ячейки по форме ливня.

- В противном случае рассматривалась гипотеза, что данный кластер состоит из двух перекрывающихся ливней, и в области  $5 \times 5$  ячеек относительно максимума находился счетчик со второй по величине выделенной энергией. При поиске двух ливней нам необходимо определить шесть параметров: энергии и координаты каждого  $\gamma$ -кванта. Суммарная энергия и координаты  $X_c$  и  $Y_c$  центра тяжести кластера (всего три величины) фиксированы. Поэтому минимизация функционала  $\chi^2$  проводилась относительно трех параметров –  $\Delta X = X_1 - X_2$ ,  $\Delta Y = Y_1 - Y_2$  и асимметрии энергии двух ливней  $Z_g = |E_1 - E_2|/(E_1 + E_2)$  в областях  $3 \times 3$  ячейки относительно каждого из максимумов. Начальные значения  $\Delta X$  и  $\Delta Y$  вычислялись из значений вторых центральных моментов  $M_{xx}$ ,  $M_{yy}$  и  $M_{xy}$ . Начальное значение асимметрии энергии между ливнями  $Z_g = (E_{max1} - E_{max2})/(E_{max1} + E_{max2})$ , где  $E_{max1}$  и  $E_{max2}$  – значения энергии в двух счетчиках кластера с наибольшим энерговыделением.

Критерием завершения работы алгоритма и выводом, что в данном кластере находятся два гамма кванта, а не один, являлось условие, что  $\chi^2_{2\gamma}/N$  на 5 меньше, чем  $\chi^2_{1\gamma}/N$ . Если данное условие не выполнялось, то кластер описывался как одиничный, а значения энергии и координат переписывались из результата одиночного фита. На Рисунке 4.1 показаны типичные профили ливней в калориметре для одиночных и перекрывающихся ливней.

- После указанной процедуры сигналы в ячейках, использованных для фитирования, обнулялись и проводился поиск нового ливня в данном калориметре.

Необходимая для фитирования данных форма ливня получена экспериментально на электронном пучке с энергиями 9, 23 ГэВ и описывается аналитической функцией:

$$F = g(x + \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}) - g(x + \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}) - g(x - \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}) + g(x - \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}), \quad (4.3)$$

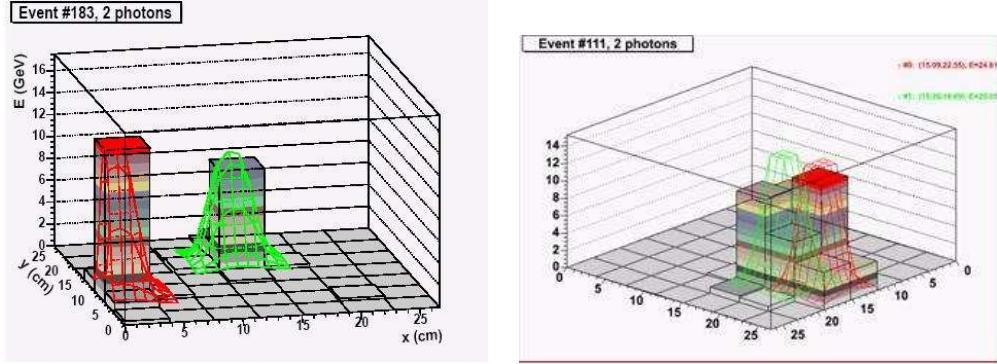


Рис. 4.1: Типичные события в калориметре ППД для неперекрывающихся (слева) и перекрывающихся (справа) ливней от распада  $\pi^0$ -мезона.

где

$$g(x, y) = \frac{a}{\sqrt{2\pi}} \left( \arctg\left(\frac{x}{b}\right) + \arctg\left(\frac{y}{b}\right) + \arctg\left(\frac{xy}{b\sqrt{b^2 + x^2 + y^2}}\right) \right)$$

где  $a$  и  $b$  – параметры формы ливня ( $a$  отвечает за высоту формы,  $b$  – за ширину),  $d = 3.81 \text{ cm}$  – поперечный размер счетчика из свинцового стекла. Кумулятивная функция  $F$  представляет из себя сумму функций  $g(x, y)$  в углах счетчика. Процедура измерения формы ливня описана в следующем параграфе.

#### 4.2.2 Моделирование развития электромагнитных ливней высокой энергии в калориметре из свинцового стекла и сравнение с экспериментальными данными

Знание профиля электромагнитного ливня (формы ливня) позволяет очень точно восстановить координату и энергию электрона или фотона в калориметре. Также это позволяет распутать перекрывающиеся ливни и подавить адронный фон.

Целью исследований являлось измерение профиля ливня в двух конфигурациях (с веществом перед калориметром и без). Для облучения использовались электронные пучки с энергиями 3, 9 и 23 ГэВ. Структура пассивного материала ППД калориметров была воспроизведена детально. Метод, использованный для восстановления профилей, не требует применения высокоточных координатных детекторов.

Если дополнительное вещество установлено перед калориметром, некоторая часть энергии выделяется в этом веществе. Ливень стартует раньше и таким образом он будет шире в самом калориметре. Такое влияние вещества на форму электромагнитного ливня было изучено в данном параграфе. Сигнал в свинцовом стекле формируется черенковским светом. Здесь же описана Монте-Карло программа моделирования черенковского света в веществе. Пакет GEANT 3.21 был взят за основу программы моделирования. Также было проведено сравнение Монте-Карло и экспериментальных данных.

## Экспериментальная установка

Измерение формы электромагнитного ливня проводилось на установке ПРОЗА-М на ускорителе У-70 (ИФВЭ, Протвино). Подробное описание детектора можно найти в [122]. Для данного исследования использовались калориметр ЧСПП и выведенный в канал электронный пучок. ЧСПП представляет собой матрицу  $32 \times 24$  из блоков свинцового стекла размером  $3.8 \times 3.8 \times 45.0$  см $^3$ . Каждый блок обернут алюминиевым майларом (толщина 0.01 см) для увеличения свето-сбора и оптической изоляции одного счетчика от другого. К торцу каждого счетчика через оптическую замазку прикреплен фотоумножитель ФЭУ-84. Вся матрица помещена в светонепроницаемый алюминиевый ящик, установленный на подвижную платформу. Перемещение платформы по горизонтали и вертикали осуществлялось в автоматическом режиме. Данные набирались в двух конфигурациях установки: с дополнительным веществом перед калориметром и без вещества. Вещество представляет из себя каркасную сборку. Схематически она показана на Рисунке 4.2. Всего в болванке содержится  $\sim 4$  радиационных длин вещества. Такая конфигурация вещества была использована в калориметрах ППД в сеансе 2003 года. По необходимости каркас устанавливался в простенок между алюминиевой стенкой ящика ЧСПП и поверхностью счетчиков.

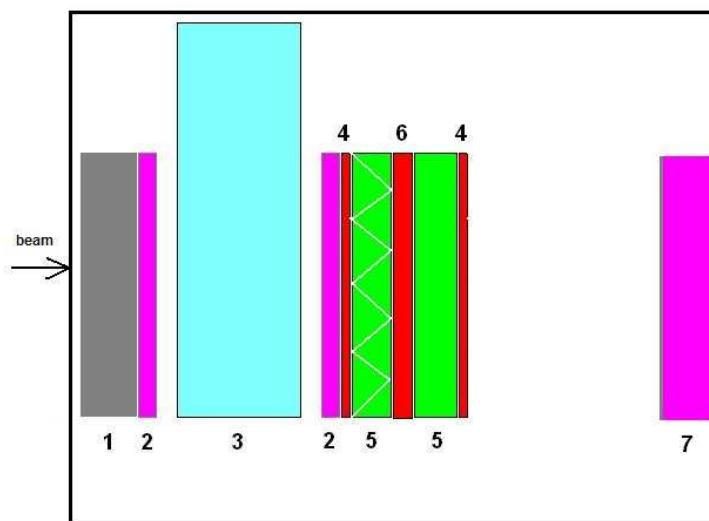


Рис. 4.2: Каркасная сборка вещества перед калориметром: 1 - свинцовая пластина 1.27 см, 2 - алюминий 0.32 см, 3 - свинцовое стекло (вертикально) 3.81 см, 4 - пластина G10 0.15 см, 5 - пластик 0.7 см, 6 - G10 0.3 см, 7 - алюминий 1.31 см. Воздушные зазоры (слева направо) - 0.32 см, 0.32 см, 7.68 см. Поперечные размеры -  $30 \times 30$  см $^2$ .

Для облучения калориметра ЧСПП использовался электронный пучок с энергиями 3, 9 и 23 ГэВ. Пучок, выведенный из ускорителя У-70 обладал следующими характеристиками:

- длительность сброса: 1 секунда, полный цикл ускорителя: 9 секунд;
- разброс по импульсу электронов:  $\frac{\Delta p}{p} = 2\%$  – для 23 ГэВ-ного пучка,  $\frac{\Delta p}{p} = 3\%$  – для 9 ГэВ-ного пучка,  $\frac{\Delta p}{p} = 5\%$  – для 3 ГэВ-ного;

- полная ширина пучка (на уровне 10%) на входе в калориметр: 2 см;
- число электронов за сброс в триггере: 300 – для 23 ГэВ-ного пучка, 200 – для 9 ГэВ-ного пучка, 30 – для 3 ГэВ-ного пучка.

Всего, за 90 часов набора статистики было набрано:  $9 \cdot 10^4$  событий при 3 ГэВ,  $5 \cdot 10^5$  – при 9 ГэВ без вещества,  $1.2 \cdot 10^5$  – при 9 ГэВ с веществом,  $4.4 \cdot 10^5$  – при 23 ГэВ без вещества и  $6.2 \cdot 10^5$  – при 23 ГэВ с веществом.

Калориметр был установлен перпендикулярно направлению пучка. Перед тем, как набирать данные для измерения формы ливня, счетчики были откалиброваны при отсутствии вещества. Подробная процедура калибровки описана в [123]. Калибровочные коэффициенты были подобраны таким образом, чтобы суммарное энерговыделение в кластере  $5 \times 5$  вокруг ячейки с максимальным энерговыделением равнялось энергии пучка (эти 25 счетчиков содержат  $\sim 99,2\%$  энергии ливня).

В случае без вещества, электронами с энергией 3, 9, 23 ГэВ облучалась прямоугольная зона калориметра размером  $19 \times 23$  (столбцы 12-31 и ряды 1-23). Засветка ЧСПП проводилась следующим образом. Платформа передвигалась в горизонтальном направлении шаг за шагом по три точки на ячейку. На каждом шагу, после фиксированного числа триггеров, она передвигалась на следующую точку. Когда она достигала последнего счетчика в данном ряду, платформа сдвигалась в вертикальном направлении на третью ячейку. Таким образом, каждая ячейка облучалась девять раз. Такая процедура позволяет сохранять равномерность засветки. В случае с веществом, только счетчики перекрытые болванкой были подвергнуты облучению (зона  $5 \times 5$  – столбцы 15-19 и ряды 2-6). В этом случае требование равномерной засветки также выполнялось. Чтобы избежать влияния граничных эффектов, при анализе данных использовались только внутренние  $3 \times 3$  счетчики.

## Метод измерений

Метод определения формы электромагнитного ливня в калориметре основан на нахождении точки входа электрона без использования координатных детекторов. Впервые подобный метод был предложен в [120]. Для этой цели находится счетчик с максимальным энерговыделением внутри облучаемой зоны. После этого, строится кластер размером  $5 \times 5$  ячеек вокруг максимума. Для случая с веществом, дополнительно делается проверка на то, чтобы максимум располагался внутри зоны, перекрытой веществом перед калориметром. Таким образом, в каждом событии имеется три величины:  $E_{cl}$  – полное энерговыделение в кластере,  $\langle x_a \rangle = \sum_{i=1}^{25} \frac{E_i x_i}{E_{cl}}$ ,  $\langle y_a \rangle = \sum_{i=1}^{25} \frac{E_i y_i}{E_{cl}}$  – координаты центра тяжести кластера.

Используя координаты центра тяжести можно получить относительные отклонения от середины центрального счетчика кластера:

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \langle x_a \rangle - [\langle x_a \rangle + 0.5] \\ \langle y \rangle &= \langle y_a \rangle - [\langle y_a \rangle + 0.5] \end{aligned}$$

Легко видеть, что  $\langle x \rangle$  и  $\langle y \rangle$  изменяются в пределах от -0.5 до 0.5. Целью исследования являлось получение распределения  $E(x, y)$  – относительного энерговыделения в данной ячейке как функцию расстояния вдоль  $x$  и  $y$  между точкой

входа электрона и центром данного счетчика, где аргументы можно представить в следующем виде:

$$x = x_{cr} - x_e$$

$$y = y_{cr} - y_e,$$

где  $x_{cr}$ ,  $y_{cr}$  – абсолютные координаты центра счетчика, а  $x_e$ ,  $y_e$  – координаты точки входа электрона. Так как значения  $x_e$  и  $y_e$  априори не известны, необходимо получить эту информацию из известных распределений  $\frac{dN}{d\langle x \rangle}$  и  $\frac{dN}{d\langle y \rangle}$ . Последние выражения можно записать в следующем виде для обобщенной координаты  $x$ :

$$\frac{dN}{d\langle x \rangle} = \frac{dN}{dx} \cdot \frac{dx}{d\langle x \rangle} \quad (4.4)$$

Интегрируя это выражение, можно получить:

$$x(\langle x \rangle) = \int_{-0.5}^{\langle x \rangle} \frac{dN/d\langle x \rangle}{dN/dx} d\langle x \rangle - \frac{1}{2} \quad (4.5)$$

Теперь, зная распределение  $\frac{dN}{dx}$  (так называемая "засветка"), можно определить функцию  $x(\langle x \rangle)$ . При условии равномерной "засветки" (это наиболее простой случай и эксперимент был настроен, чтобы как можно ближе соответствовать этому), относительные распределения  $\frac{dN}{d\langle x \rangle}$  и  $\frac{dN}{d\langle y \rangle}$  должны быть идентичны и симметричны. Таким образом, можно получить искомую функцию  $E(x, y)$  – функцию формы электромагнитного ливня.

Для параметризации формы ливня можно профитировать распределение  $E(x, y)$  следующей функцией (4.3), которая является естественной для данного типа калориметра (см. [120]):

$$F = g(x + \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}) - g(x + \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}) - g(x - \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}) + g(x - \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}),$$

где

$$g(x, y) = \frac{a}{\sqrt{2\pi}} \left( \operatorname{arctg} \left( \frac{x}{b} \right) + \operatorname{arctg} \left( \frac{y}{b} \right) + \operatorname{arctg} \left( \frac{xy}{b\sqrt{b^2 + x^2 + y^2}} \right) \right),$$

где  $a$  и  $b$  – свободные параметры,  $d = 3.81$  см – поперечный размер счетчика из свинцового стекла. Параметр  $a$  связан с высотой (амплитудой) формы, параметр  $b$  характеризует ширину формы. Кумулятивная функция  $F$  представляет из себя сумму функций  $g(x, y)$  в углах ячейки.

## Результаты

В качестве примера на Рисунке 4.3 показаны распределения  $\langle x \rangle$  и  $\langle y \rangle$  для случая 9 ГэВ без вещества перед калориметром. Для всех остальных экспозиций

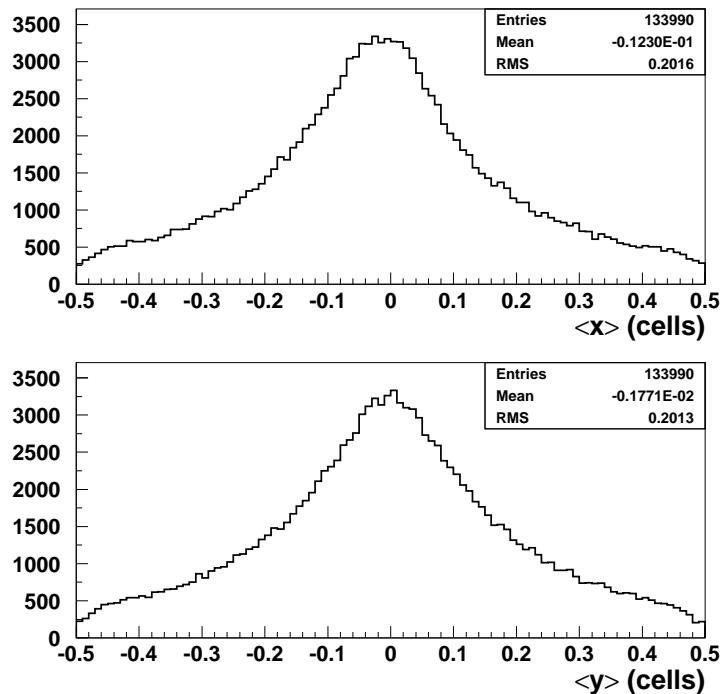


Рис. 4.3: Относительный центр тяжести ливня.

распределения выглядят подобно. Для увеличения статистики распределения были преобразованы в следующую форму для обобщенной координаты  $z$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d<z>} \Big|_{0 \div -0.5} &= \frac{dN}{d<z>} \Big|_{0 \div 0.5} = \\ &= \frac{dN}{d<x>} \Big|_{0 \div -0.5} + \frac{dN}{d<x>} \Big|_{0 \div 0.5} + \frac{dN}{d<y>} \Big|_{0 \div -0.5} + \frac{dN}{d<y>} \Big|_{0 \div 0.5} \end{aligned}$$

Таким образом, ячейка сводится к четверти. Правомочность такой замены следует из поперечной симметрии ливня. В результате, распределение сводится к одномерному в пределах от центра счетчика до его границы. Полученное таким способом распределение для случая 9 ГэВ без вещества показано на Рисунке 4.4. Затем, применяя интегрирование (4.5), можно получить поправочную функцию —  $x - <x>$  в зависимости от  $<x>$ , так называемую "S-кривую". На Рисунке 4.5 она показана для случая 9 ГэВ без вещества. Используя "S-кривую", можно получить "истинную" (поправленную) координату входа электрона в ячейку. Теперь можно получить требуемую функцию  $E(x, y)$ . Данные со всех 25 счетчиков в матрице  $5 \times 5$  складываются в одну двумерную гистограмму: каждое значение — координата центра счетчика относительно "истинной" координаты с весом, равным энерговыделению в данной ячейке, деленному на энергию пучка. Как упоминалось выше, для случая без вещества энергия пучка равнялась энергии кластера. Для случая с веществом это условие не выполнялось из-за потери части энергии в болванке. Двумерная форма ливня,

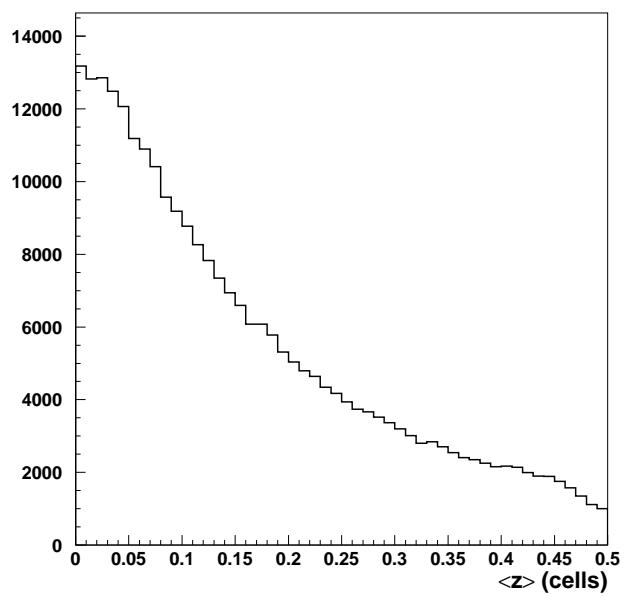


Рис. 4.4: Обобщенная относительная координата центра тяжести ливня. Изменяется в пределах от 0 до 0.5 (единица измерения – число счетчиков).

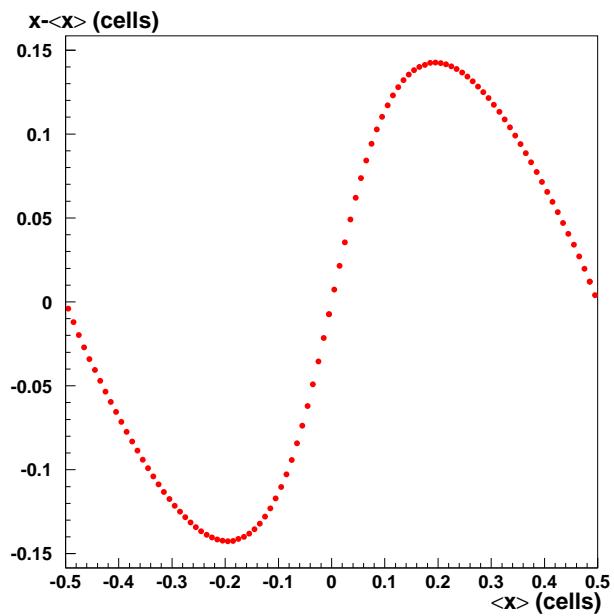


Рис. 4.5: Поправочная функция "S-кривая" для координаты электрона. Ошибки на рисунке меньше размера значка.

$E(x, y)$ , показана на Рисунке 4.6. Сравнение и параметризация полученных форм рассмотрены ниже.

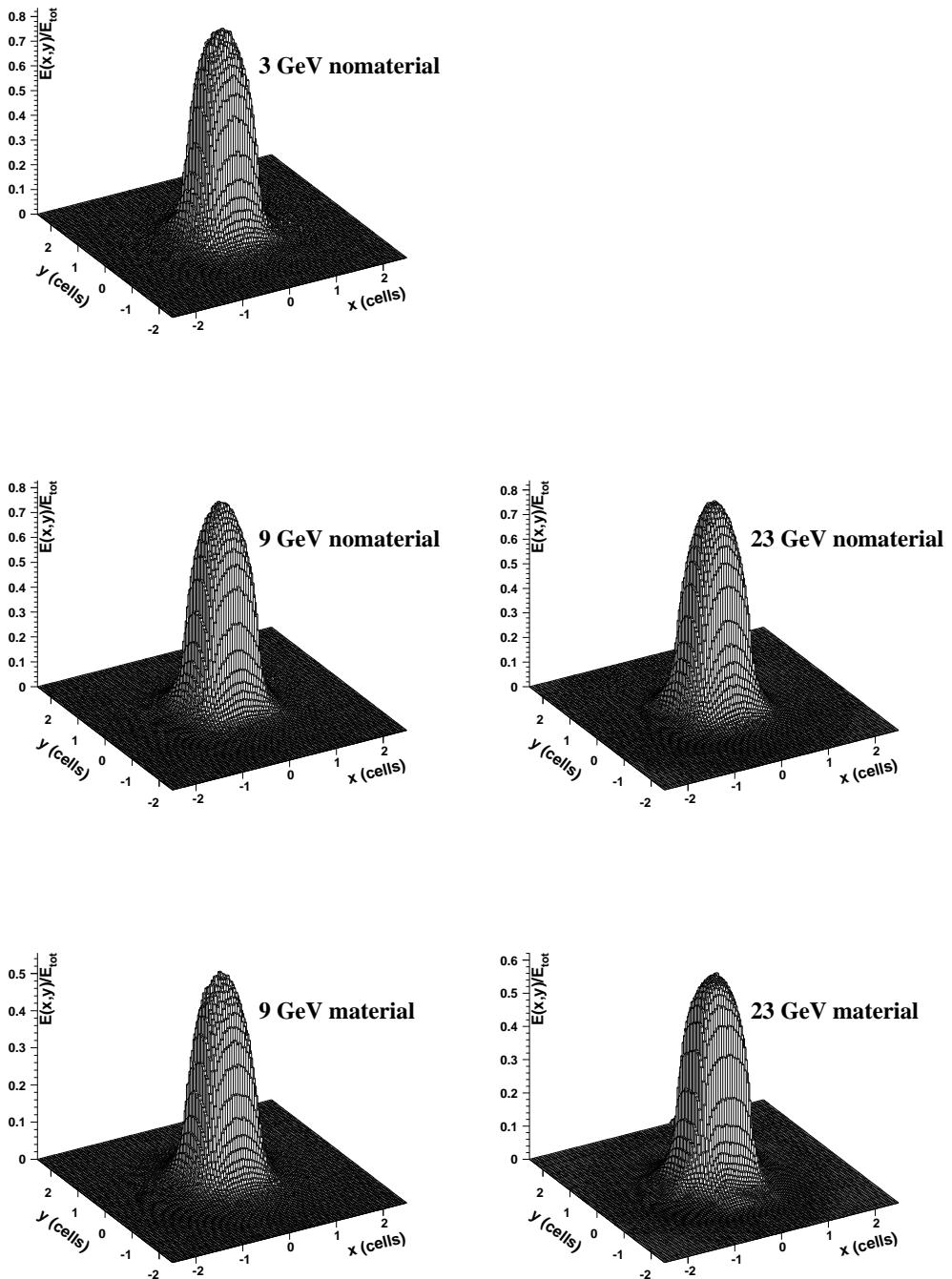


Рис. 4.6: Двумерные формы ливня для пяти случаев: 3, 9, 23 ГэВ без вещества и 9, 23 ГэВ с веществом.

Для контроля правильности восстановления "истинных" координат были построены распределения по этим переменным. Результат показан на Рисунке 4.7. Видно,

что условие равномерной засветки выполняется достаточно хорошо.

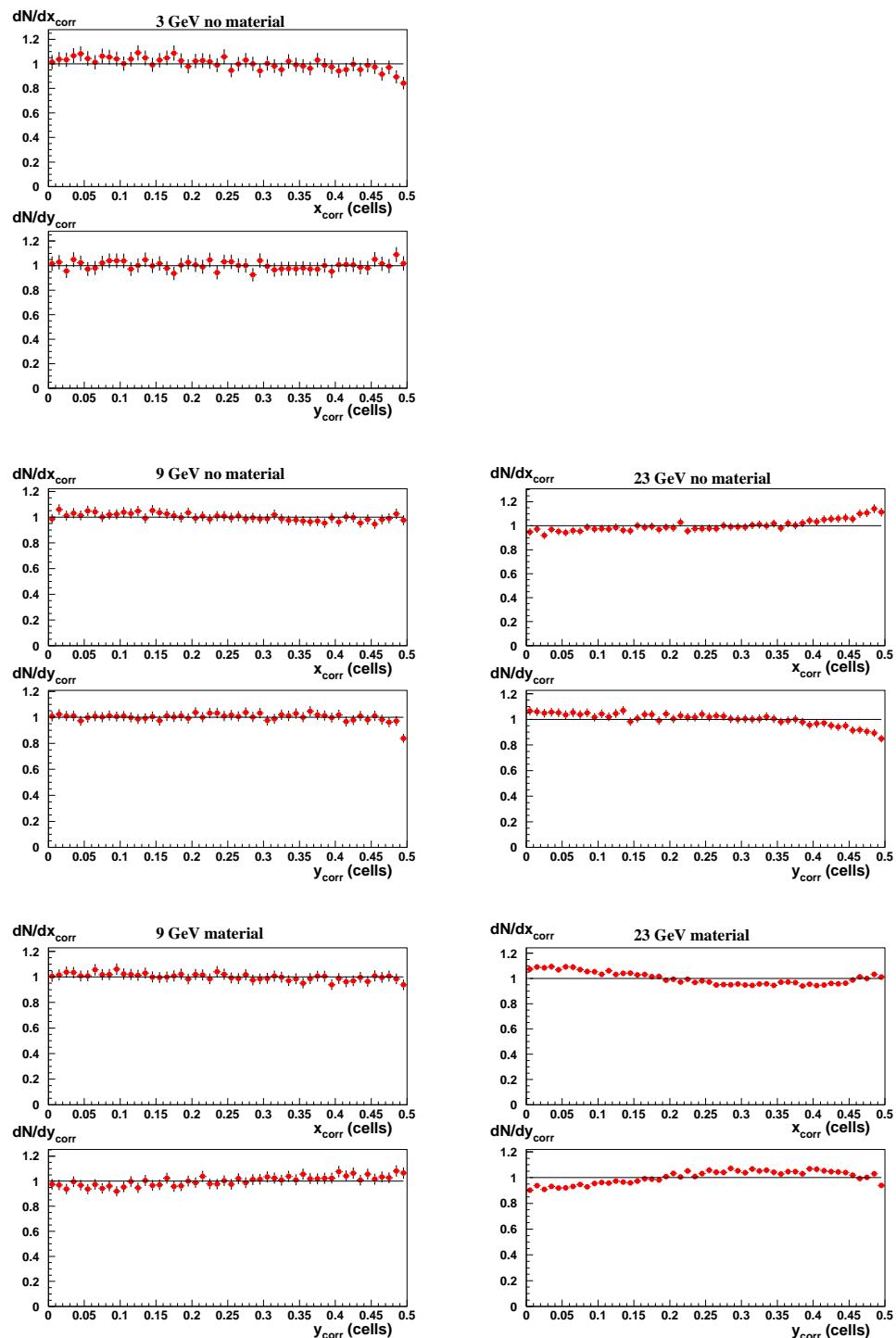


Рис. 4.7: "Истинные" координаты точки входа электрона для пяти рассматриваемых случаев. Вдоль оси  $y$  отложено число входов, нормированное на единицу. Коэффициент нормировки получен из фита константной функцией.

## Моделирование методом Монте-Карло

Программа моделирования методом Монте-Карло основана на пакете GEANT. Полная геометрия детектора была внесена в программу для обоих исследуемых конфигураций – с веществом и без. Для правильного моделирования прохождения чerenковского света через свинцовое стекло и светосбора на катоде ФЭУ необходимо знать их оптические свойства. Для этой цели был проведен ряд измерений с помощью спектрофотометра [124]. Сначала были исследованы свойства фотокатода, используя узкий пучок света от ксеноновой лампы в диапазоне длин волн от 300 нм до 650 нм с шагом 5 нм. Измеренные квантовая эффективность и коэффициент преломления фотокатода в зависимости от длины волны света показаны на Рисунке 4.8. На том же рисунке показан результат измерения коэффициента отражения майлара, в который завернут каждый счетчик. Затем, была установлена система свинцовое стекло-ФЭУ и облучена тем же светом. На Рисунке 4.9 показаны измеренные длина поглощения и коэффициент преломления свинцового стекла. Все полученные зависимости были учтены в программе моделирования.

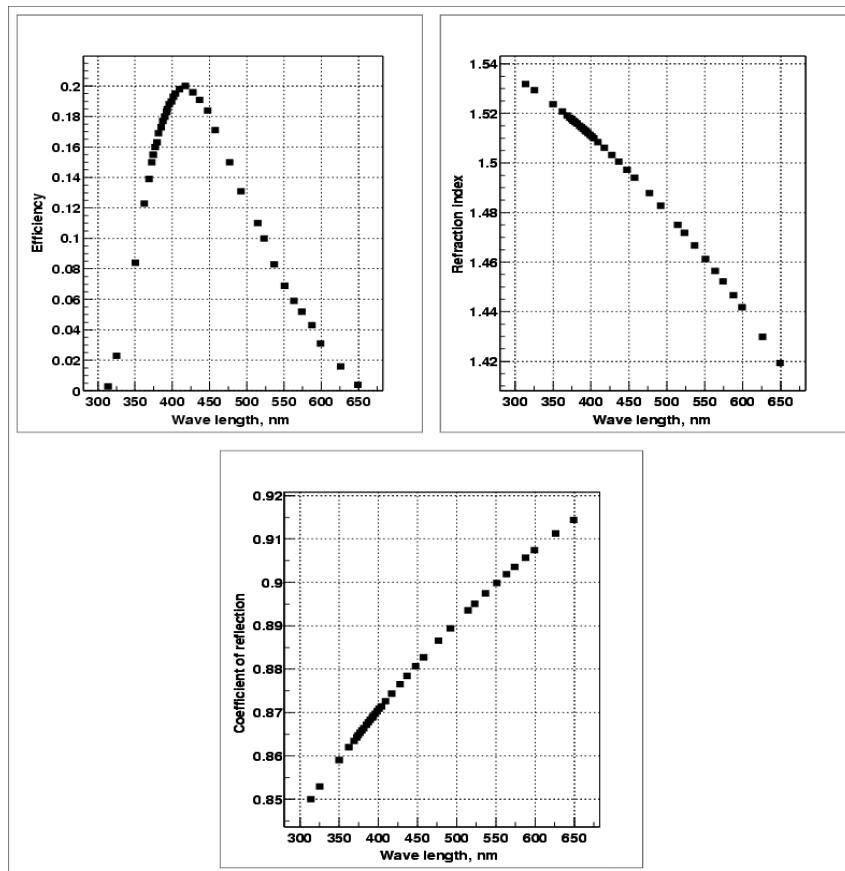


Рис. 4.8: Слева: квантовая эффективность фотокатода ФЭУ-84; справа: коэффициент преломления фотокатода; внизу: коэффициент отражения алюминизированного майлара.

Так же как и про обработке экспериментальных данных, было рассмотрено 5 слу-

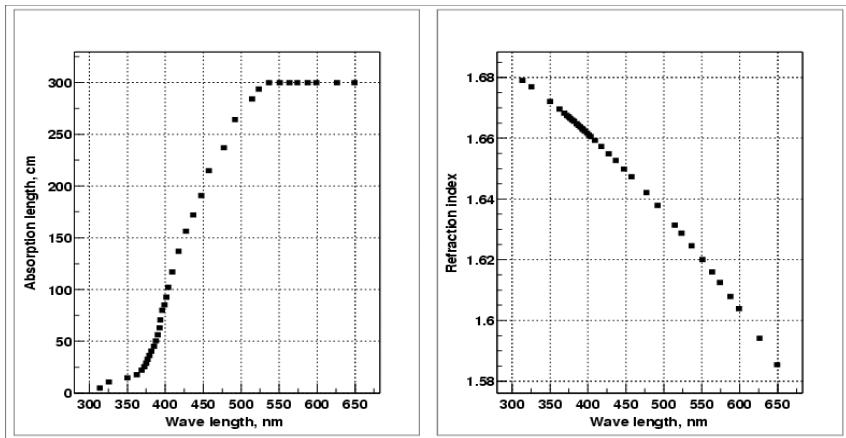


Рис. 4.9: Слева: длина поглощения в свинцовом стекле; справа: коэффициент преломления свинцового стекла.

чаев: облучение электронным пучком энергией 3, 9, 23 ГэВ без вещества и 9, 23 ГэВ с веществом перед калориметром. Электронный пучок падает перпендикулярно торцу ячейки. Координата точки входа электрона была равномерно размазана по поверхности ячейки. Черенковские фотоны, рожденные во взаимодействии с веществом, трассировались и собирались на фотокатоде ФЭУ. Так как трассировался каждый такой фотон, процесс моделирования ливня занимает много процессорного времени и требует больших вычислительных ресурсов. Так же необходимо учесть, что с увеличением энергии электрона, увеличивается и число фотонов, и время вычислений растет пропорционально. Всего было разыграно  $2 \cdot 10^5$  событий при 3 ГэВ,  $2 \cdot 10^5$  (поровну для случаев с веществом и без) – при 9 ГэВ, и  $1 \cdot 10^5$  (так же поровну для обоих случаев) – при 23 ГэВ. Алгоритм вычисления профиля ливня схож с экспериментальным. Единственное отличие состоит в том, что в данном случае координата точки входа электрона известна точно. Это конечно упрощает процедуру. Так же как и для экспериментальных данных копилась двумерное распределение: отношение числа фотоэлектронов, рожденных на фотокатоде данного счетчика, к полному числу фотоэлектронов на фотокатодах всего кластера  $5 \times 5$ , как функция относительной координаты точки попадания электрона. В качестве нормировочного коэффициента в обоих случаях (с веществом и без) бралось среднее значение количества фотоэлектронов в кластере при отсутствии вещества. Результаты моделирования и параметризация форм ливня обсуждаются в следующем параграфе.

### Сравнение моделирования и экспериментальных результатов

Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными. Полученные двумерные распределения  $E(x, y)$  фитировались функцией (4.3). На Рисунке 4.10 результаты фитирования скомбинированы для простоты сравнения. Формы ливня на этом рисунке представлены в одномерной форме – сечения вдоль оси  $x$ . Результаты фита экспериментальных данных показаны сплошными линиями. Фит по данным моделирования опущен на рисунке, чтобы не перегружать его – кривая проходит точно по точкам гистограммы. В Таблице 4.1 представлены параметры фита для

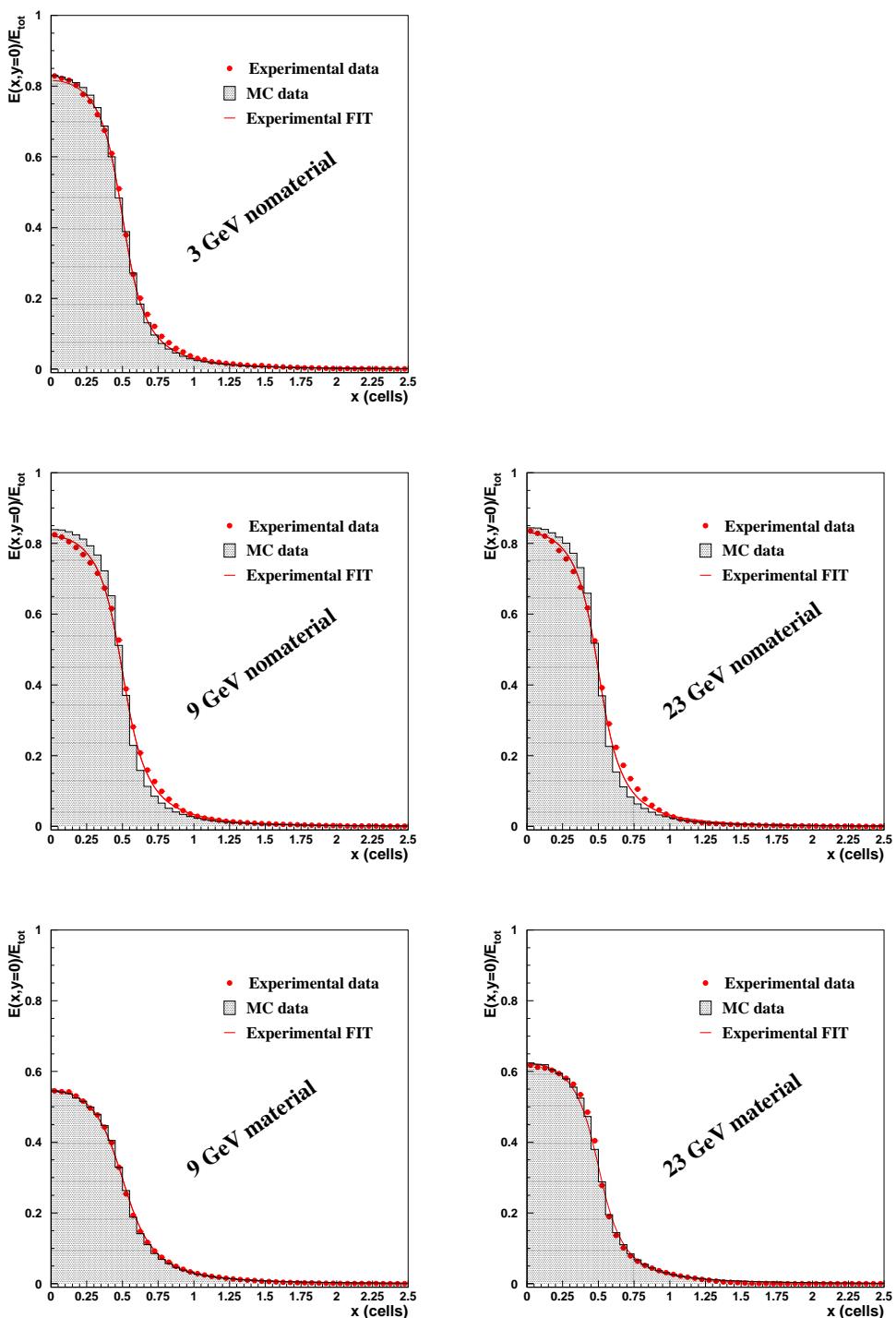


Рис. 4.10: Сравнение смоделированных и экспериментальных форм ливня для пяти различных случаев (детали на рисунках). Показаны одномерные сечения профиля вдоль оси  $x$ . Фит по данным Монте-Карло не показан, чтобы не перегружать рисунок (он идет точно по точкам гистограммы).

моделирования и экспериментальных данных. Ошибки для Монте-Карло значений опущены из-за их пренебрежимо малых величин.

Таблица 4.1: Параметры параметризации формы ливня. Эксперимент и Монте-Карло.

Энергия (ГэВ)		$a$	$b$	$\chi^2/\text{ndf}$
БЕЗ ВЕЩЕСТВА				
3	Exp	$1.05 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.01$	0.73
	MC	1.04	0.12	
9	Exp	$1.08 \pm 0.01$	$0.14 \pm 0.01$	0.91
	MC	1.04	0.11	
23	Exp	$1.08 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.01$	0.70
	MC	1.04	0.10	
С ВЕЩЕСТВОМ				
9	Exp	$0.79 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.01$	0.85
	MC	0.79	0.18	
23	Exp	$0.83 \pm 0.02$	$0.15 \pm 0.01$	0.80
	MC	0.85	0.15	

Из полученных данных можно сделать следующие выводы:

- форма ливня без вещества перед калориметром не зависит от энергии электрона ни в эксперименте ни в моделировании (параметры  $a$  и  $b$  не меняются в пределах ошибок с изменением энергии).
- При наличии вещества форма ливня сильно зависит от энергии. С уменьшением энергии электрона, значение параметра  $a$  падает (доля энергии, выделившейся в пассивном материале растет, ливень стартует раньше), значение параметра  $b$  растет (поперечный размер ливня, развивающегося в стеклах калориметра, увеличивается).
- В случае без вещества, максимальное относительное энерговыделение в ячейке (достигается, когда электрон попадает в центр данного счетчика)  $\simeq 0.83$ , тогда как при наличие вещества оно равно  $\simeq 0.62$  при 23 ГэВ и  $\simeq 0.55$  при 9 ГэВ.
- Результаты, полученные Монте-Карло моделированием находятся в хорошем согласии с экспериментальными. Хотя в случае с веществом форма ливня, полученная моделированием немного уже.

Исследования, описанные в данном параграфе, позволили лучше восстанавливать и распределять электромагнитные ливни в электромагнитных калориметрах ППД; более эффективно подавлять адронный фон; оценивать утечки энергии за границу калориметров.

### 4.2.3 Калибровка калориметров переднего пионного детектора

Также как и при калибровке прототипа ППД в сеансе 2002 года, метод калибровки энергетической шкалы калориметров из свинцового стекла был основан на реконструкции инвариантной массы пары гамма-квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов. Процедура имела итерационный характер. Для каждого из модулей применялся следующий алгоритм:

- В каждом событии определяется счетчик с максимальным энерговыделением.
- Инвариантная масса, реконструированная в этом событии, заносится в гистограмму, соответствующую данному "лидирующему" счетчику (от 1 до 49).
- Отбираются только события, прошедшие условие отбора:
  - число восстановленных в матрице фотонов равно 2;
  - расстояние от каждого фотона до границы модуля не менее половины счетчика (1.9 см);
  - полная энергия, выделившаяся в калориметре (включая ДПРЛ), превосходит 20 ГэВ;
  - асимметрия энергии пары гамма-квантов – менее 0.7.
- В каждой итерации:
  - энерговыделения в каждом счетчике умножались на поправочные коэффициенты из предыдущей итерации;
  - производилась сортировка распределений инвариантной массы, описанная выше;
  - распределения для каждого счетчика фитировались функцией – Гаусс + модифицированная Гамма-функция (фон)

$$f(x) = ae^{-\frac{1}{2}(\frac{x-x_0}{\sigma})^2} + b(x - x_{off})e^{-\beta(x-x_{off})}, \quad (4.6)$$

где  $x_{off} = x_0 - \frac{1}{\beta} - c$ , причем  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $x_0$ ,  $\sigma$ ,  $\beta$  – свободные параметры;

- поправочный коэффициент считался как отношение табличной массы  $\pi^0$ -мезона к значению среднего в функции Гаусса ( $x_0$ ).

Процедура калибровки сходилась примерно за 10 итераций. Тот же алгоритм применялся для калибровки 7 стекол ДПРЛ. Массовые спектры в этом случае сортировались по максимальному энерговыделению среди счетчиков ДПРЛ. Процедура сходилась примерно за 15 итераций. На Рисунке 4.11 показаны массовые спектры, отсортированные в соответствии с алгоритмом. Важно отметить, что модифицированная Гамма-функция хорошо подходит для описания фона под массовым пиком. Среднее значение  $\chi^2$  по всем счетчикам, деленное на число степеней свободы, составляет  $1.0 \pm 0.2$ .

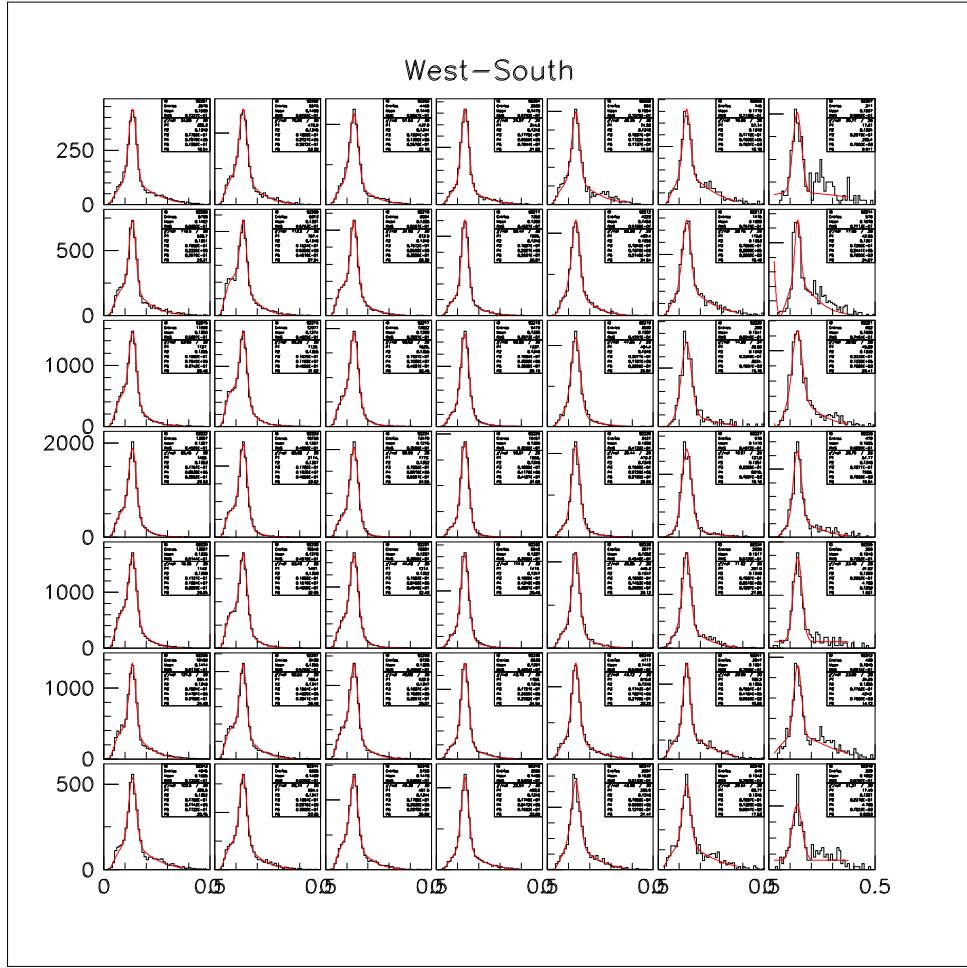


Рис. 4.11: Массовые распределения пар фотонов в 49 счетчиках калориметра ППД при проведении калибровки, отсортированные по максимальному энерговыделению в данном счетчике. Гистограммы отфильтрованы функцией Гаусс + модифицированная Гамма-функция (4.6). Подробности в тексте.

Как и при калибровке прототипа ППД, было проведено исследование эффектов, влияющих на энергетическую шкалу калориметров. Из всех эффектов, перечисленных в параграфе 3.2.2, значимыми для калориметров ППД оказались два – зависимость энергетической шкалы от энергии пионов и зависимость от времени (то есть от экспозиции к экспозиции в течении сеанса с изменением светимости). Рассмотрим каждый из эффектов подробно.

После итерационной процедуры определения калибровочных коэффициентов, описанной выше, спектр инвариантных масс восстановленных пар фотонов можно разбить по интервалам по полной энергии. На Рисунке 4.12 показано такое разбиение для Северо-Восточного модуля по интервалам:  $20 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 25 \text{ ГэВ}$ ,  $25 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 30 \text{ ГэВ}$ ,  $30 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 35 \text{ ГэВ}$ ,  $35 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 40 \text{ ГэВ}$ ,  $40 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 45 \text{ ГэВ}$ ,  $45 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 50 \text{ ГэВ}$ ,  $50 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 55 \text{ ГэВ}$ ,  $E_{tot} > 55 \text{ ГэВ}$ . Видно, что значение  $M_{\gamma\gamma}$  (параметр P2 на рисунке) растет с увеличением энергии зарегистри-

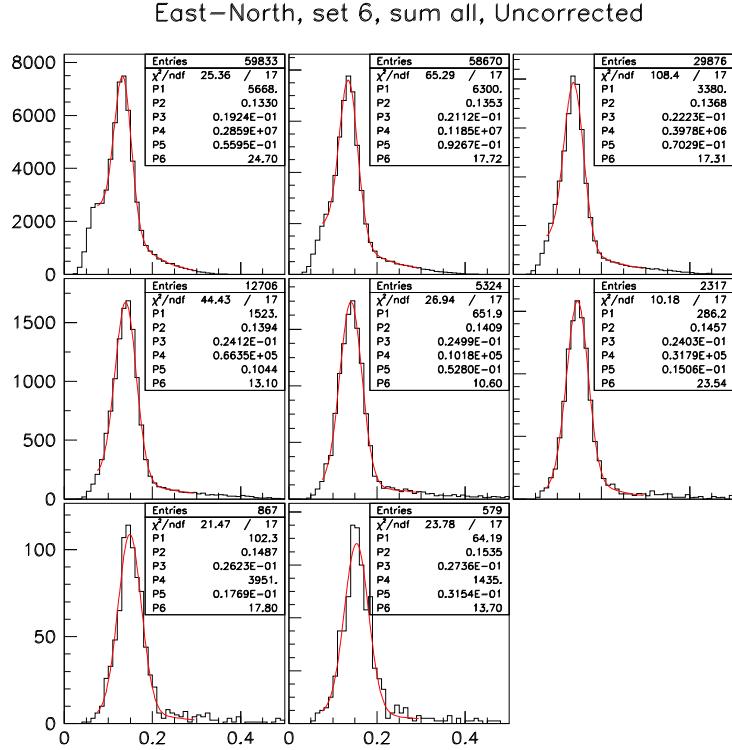


Рис. 4.12: Разбиение инвариантной массы восстановленных в калориметре ППД пар фотонов по интервалам по энергии. Фит – функция Гаусс + модифицированная Гамма-функция (4.6).

рованных пионов на  $\sim 15\%$  в рассматриваемом интервале энергий. Для понимания источников такой зависимости было проведено исследование с помощью программы моделирования ливней в калориметре ППД на основе GEANT (подробно описана в параграфе 4.2.2). В качестве генератора частиц использовалась программа PYTHIA. Разыгранные события восстанавливались той же программой реконструкции, что и экспериментальные данные. В результате, удалось выявить причины такого роста массы пары фотонов и практически полностью избавиться от него. Из формулы 3.3 следует, что энергетическая зависимость массы может содержаться в трех измеряемых величинах:  $E_{tot}$ ,  $Z_\gamma$  и  $d_{\gamma\gamma}$ . Но восстановленные значения последних двух величин оказались равны значениям, подаваемым на вход программы реконструкции, с точностью лучше 1%. Зависимость же сдвига восстановленной энергии от истинного значения, можно учесть, сделав соответствующую поправку на этапе получения физического результата. Можно выделить три эффекта, влияющих на данную зависимость:

- Из-за наличия свинцовой пластины (толщина 2.3 радиационной длины) перед матрицей свинцовых стекол сумма относительной потери энергии в пластине и относительной утечки за пределы матрицы в продольном направлении (незарегистрированная часть ливня) зависит от начальной энергии частицы, попавшей в калориметр.

- Использование 8-битных АЦП привело к тому, что система сбора данных эффективно имела порог регистрации  $\sim 250$  МэВ в каждом счетчике. Относительные потери (незарегистрированная энергия) так же зависят от энергии в этом случае.
- Ограниченный размер матрицы калориметров не позволяет исключить из статистики фотоны, попавшие в граничные счетчики. Относительные потери энергии из-за утечки энергии за пределы матрицы в поперечном направлении, при попадании хотя бы одного гамма-кванта в граничный счетчик, так же зависят от начальной энергии пионов.

Для нахождения поправочной функции необходимо параметризовать значения недостающего энерговыделения. Профитировав спектры на Рисунке 4.12 функцией (4.6), можно построить зависимость значения среднего из функции Гаусса от полной энергии в калориметре (энергии зарегистрированного пиона). На Рисунке 4.13 слева показаны зависимости отношения  $\frac{M(\pi^0)}{M_{\gamma\gamma}}$  от  $E_{tot}$  для Северо-Восточного, Юго-Восточного и Юго-Западного калориметров из экспериментальных данных. Зависимости профитированы линейной функцией. Параметры фита показаны на рисунке. Для сравнения на Рисунке 4.13 справа показаны те же распределения, полученные моделированием. Видно, что Монте-Карло хорошо описывает экспериментальные данные – параметры

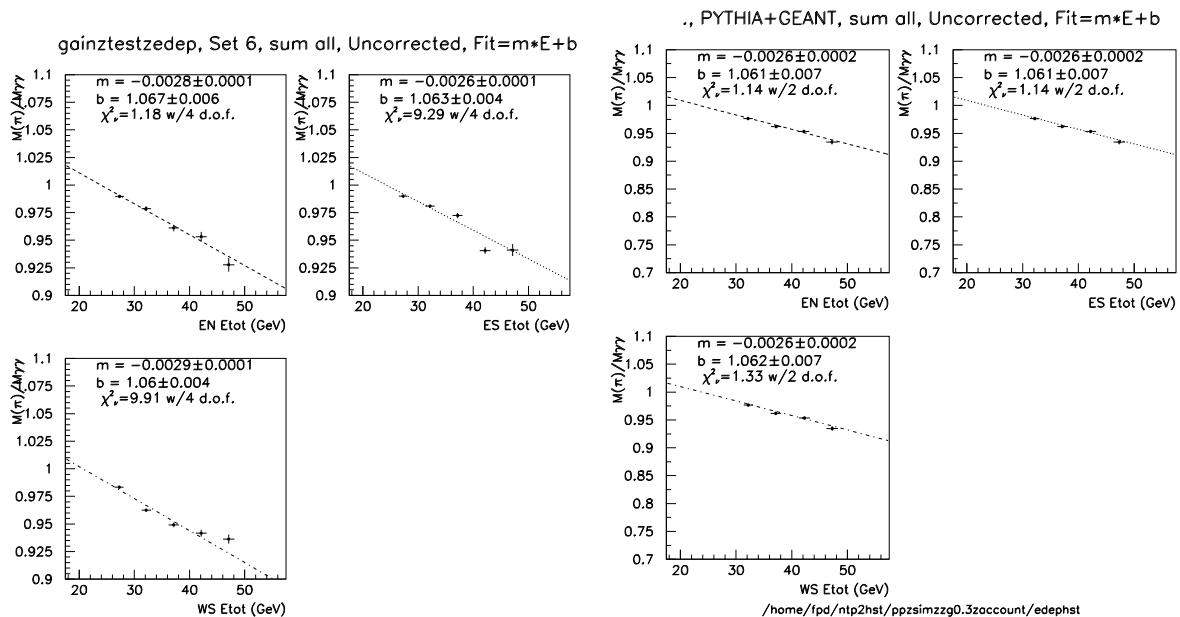


Рис. 4.13: Слева: зависимости отношения  $\frac{M(\pi^0)}{M_{\gamma\gamma}}$  от  $E_{tot}$  для Северо-Восточного, Юго-Восточного и Юго-Западного калориметров из экспериментальных данных до коррекции. Справа: то же для моделирования.

поправочных функций совпадают в пределах ошибок. Таким образом, используя процедуру энергозависимой калибровки, можно привести значения инвариантной массы к табличному значению массы  $\pi^0$  во всех интервалах энергии. На Рисунке 4.14

изображена зависимость положения массового пика от энергии регистрируемых пиков после описанной выше коррекции. Все точки укладываются в  $\pm 2\%$  (показано горизонтальными линиями), то есть систематическая ошибка в определении энергетической шкалы составляет не более 2%.

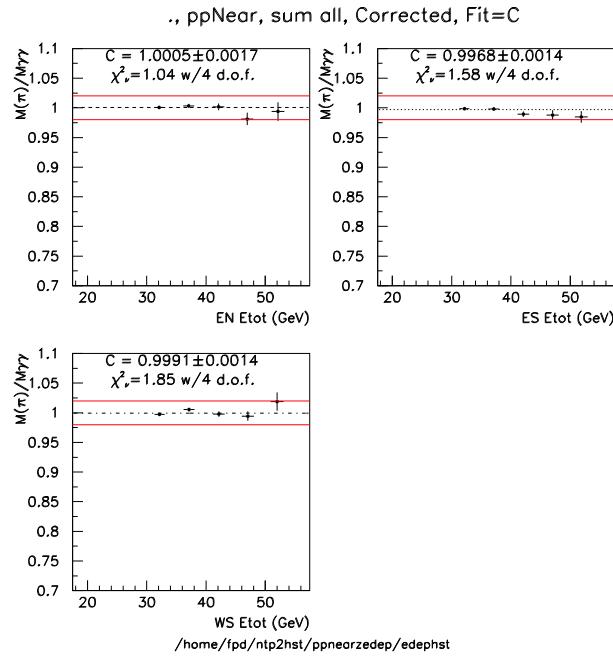


Рис. 4.14: зависимости отношения  $\frac{M(\pi^0)}{M_{\gamma\gamma}}$  от энергии для Северо-Восточного, Юго-Восточного и Юго-Западного калориметров после коррекции.

Перейдем к временной зависимости энергетической шкалы. Калибровочные коэффициенты калориметров ППД изменялись со временем и изменением светимости пучков. Похожее поведение коэффициентов было отмечено при калибровке прототипа ППД в сеансе 2002 года. Для определения такой зависимости, распределения по инвариантной массе для событий, содержащих два фотона, были проанализированы способом, которым были получены калибровочные коэффициенты. В анализ включались экспозиции, в которых после применения кинематических условий отбора (см. выше) оставалось более 1000 событий в каждом из трех модулей (Северо-Восточном, Юго-Восточном и Юго-западном). Затем, в каждой такой экспозиции считались отношения массы  $\pi^0$  к положению пика из фита распределения по инвариантной массе двух фотонов. Причем, проводилась сортировка по четырем интервалам по энергии (после поправки на энергозависимость):  $20 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 25 \text{ ГэВ}$ ,  $25 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 30 \text{ ГэВ}$ ,  $30 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 35 \text{ ГэВ}$ ,  $35 \text{ ГэВ} < E_{tot} < 40 \text{ ГэВ}$ . Усредненное значение по этим четырем интервалам ( $P_0$ ) показано на Рисунке 4.15 для трех рассматриваемых модулей. Слева изображена зависимость от номера экспозиции (временная зависимость), справа – корреляция  $P_0$  в каждой экспозиции от среднего количества совпадений ПС в данной экспозиции. Очевидно, что существует зависимость калибровочных коэффициентов от номера экспозиции. Вариации коэффициентов для СВ и ЮВ модулей больше, чем для ЮЗ, что отражает различные пучковые условия. Существует корреляция между вариациями коэффициентов и счетами совпадений,

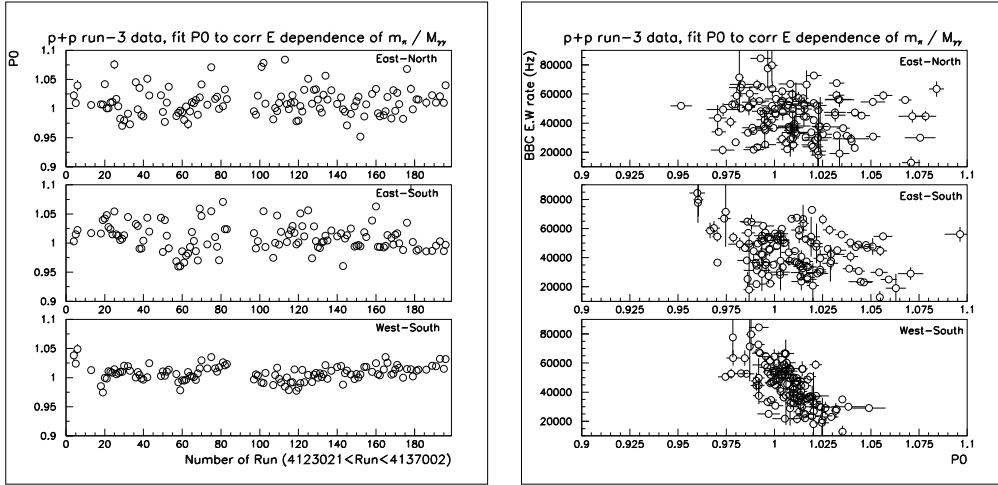


Рис. 4.15: Слева: зависимость от времени значения  $M_{\pi^0}/M_{\gamma\gamma}$ , усредненного по четырем энергетическим интервалам (20-25 ГэВ, 25-30 ГэВ, 30-35 ГэВ и 35-40 ГэВ) до коррекции. Справа: корреляция между  $P_0$  в каждой экспозиции и средним количеством совпадений ПС в этой экспозиции до коррекции. Ошибки по вертикали – разность количества совпадений в начале и конце экспозиции.

измеренные ПС. Для исправления такой временной зависимости использован корректирующий множитель, вычисляемый из значения параметра  $P_0$ , определяемого для каждой экспозиции в каждом калориметре. На Рисунке 4.16 показан результат применения коррекции.

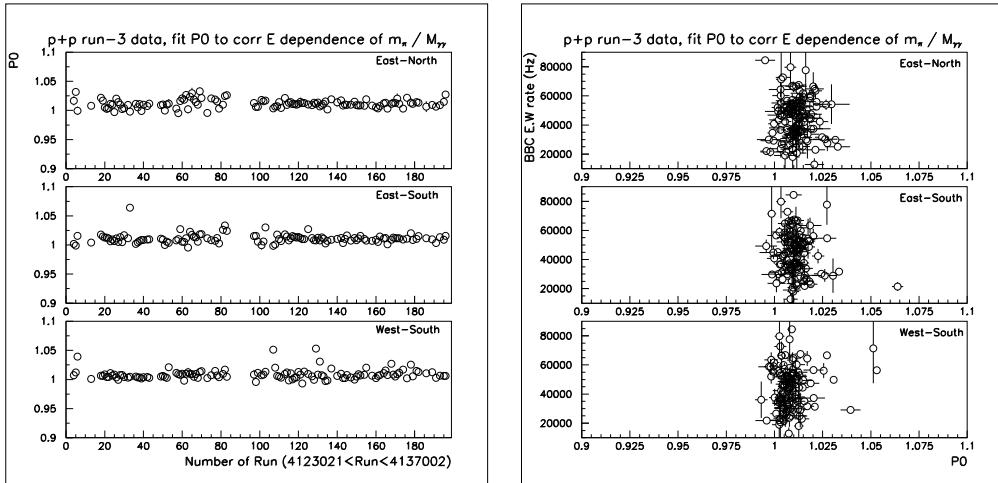


Рис. 4.16: Слева: зависимость от времени значения  $M_{\pi^0}/M_{\gamma\gamma}$ , усредненного по четырем энергетическим интервалам (20-25 ГэВ, 25-30 ГэВ, 30-35 ГэВ и 35-40 ГэВ) после коррекции. Справа: корреляция между  $P_0$  в каждой экспозиции и средним количеством совпадений ПС в этой экспозиции после коррекции. Ошибки по вертикали – разность количества совпадений в начале и конце экспозиции.

Таким образом, с помощью калориметров ППД удалось восстановить нейтральные пионы в диапазоне от 20-80 ГэВ с массовым разрешением  $16\text{-}20 \text{ МэВ}/c^2$ . При этом энергетическая шкала детектора была известна с точностью лучше 2%.

#### 4.2.4 Сравнение кинематических переменных с результатами моделирования

Также как и при анализе данных с сеанса 2002 года, для контроля качества калибровки проводилось моделирование отклика калориметров ППД. Программа моделирования описана выше, она была основана на пакетах PYTHIA и GEANT. Обработка проводилась в следующих условиях:

- PYTHIA запускалась в моде "min-bias".
- В GEANT заложена полная геометрия установки.
- При моделировании отклика учитывалась дискретизация АЦП 0.25 ГэВ/канал.
- Вершина в данных Монте-Карло была размыта по функции Гаусса с шириной 30 см (соответствует ширине области взаимодействия в сеансе 2003 года).
- К экспериментальным данным применены поправки: по энергии и зависимости от времени.
- К обоим наборам данных применялись условия отбора (в каждом модуле):
  - число восстановленных в матрице фотонов равно 2;
  - расстояние от каждого фотона до границы модуля не менее половины счетчика (1.9 см);
  - полная энергия, выделившаяся в калориметре, превосходит 20 ГэВ;
  - асимметрия энергии пары гамма-квантов не более 0.3 – для подавления фона в области малых значений инвариантной массы;
- Оба набора данных анализировались одной программой обработки.

Распределения по инвариантной массе пары фотонов в пяти интервалах по энергии показаны на Рисунке 4.17. Ширина массового пика и хвост справа распределения описываются достаточно хорошо. Есть указание на то, разрешение на данных Монте-Карло немного лучше. Разница в разрешении обусловлена, по-видимому, ограничениями при калибровке калориметра и наличием дополнительного пучкового фона в экспериментальных данных. Фон в области малых масс подавлен наличием обрезания по асимметрии энергии пары фотонов. Фон в области больших значений массы уменьшается с ростом энергии пионов. Причиной этому служит уменьшение энергии частиц (в основном фотонов) сопутствующих нейтральному пиону, которые могли бы дать дополнительный вклад в энерговыделение в калориметре (пионы уносят большую долю энергии взаимодействия).

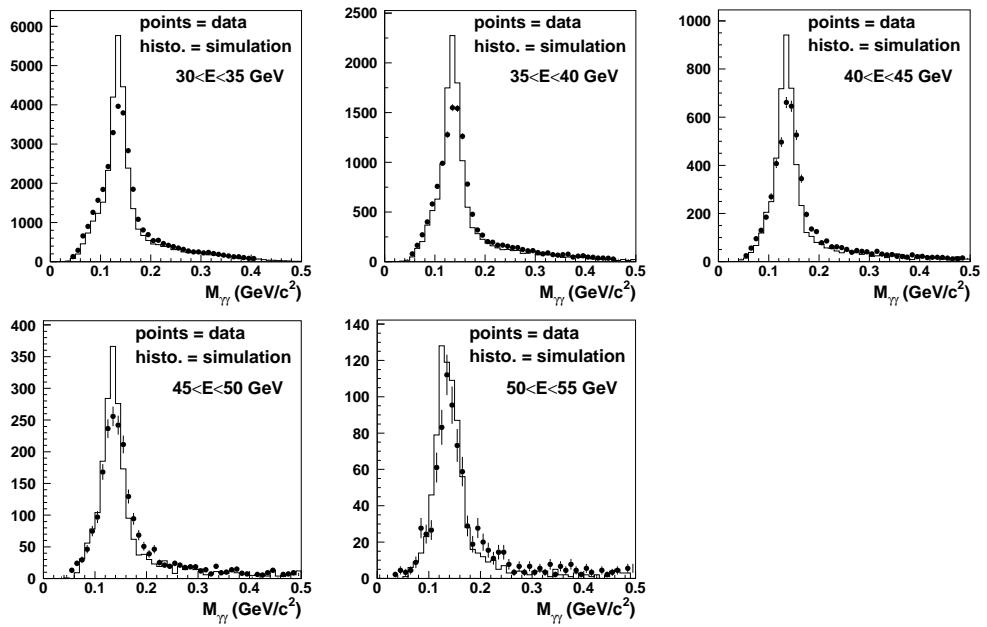


Рис. 4.17: Реконструированная инвариантная масса пары фотонов в калориметрах ППД. Процедура описана в тексте. Точками показаны экспериментальные данные, гистограммой – моделирования. Количество событий в Монтре-Карло отнормировано по интегральному числу экспериментальных событий.

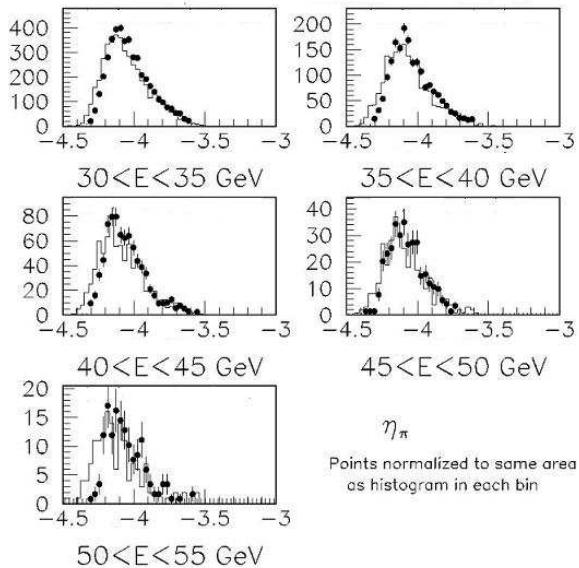


Рис. 4.18: Распределения по псевдобыстроте реконструированных  $\pi^0$ -мезонов в пяти интервалах по энергии. Точками показаны экспериментальные данные, гистограммой – моделирования. Количество событий в Монтре-Карло отнормировано по интегральному числу экспериментальных событий.

На Рисунке 4.18 показаны распределения по псевдобыстроте  $\pi^0$ -мезонов, зарегистрированных в ППД, в пяти интервалах по энергии. Наблюдается рост распределения

ний с ростом  $\eta$  в пределах от 3.6 до 4.15, что отражает наличие порога на энерговыделение. Падение связано с ограничением аксептанса.

Распределение по азимутальному углу нейтральных пионов  $\phi_\pi$  изображены на Рисунке 4.19 в тех же интервалах по энергии. Распределения симметричны относительно  $\phi_\pi = 0$  из-за расположения детектора (ось  $x$  системы координат проходит через центр матрицы).

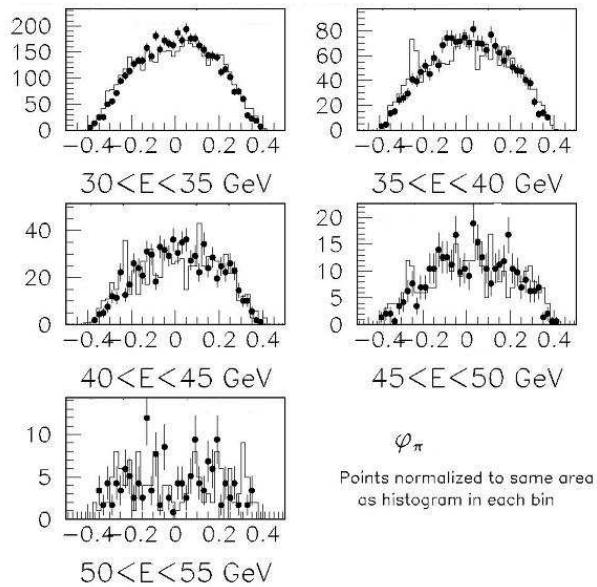


Рис. 4.19: Распределения по азимутальному углу реконструированных  $\pi^0$ -мезонов в пяти интервалах по энергии. Точками показаны экспериментальные данные, гистограммой – моделирования. Количество событий в Монте-Карло отнормировано по интегральному числу экспериментальных событий.

Можно сделать вывод, что моделирование хорошо описывает экспериментальные данные. Модель Монте-Карло адекватно воспроизводит кинематические переменные.

#### 4.2.5 Алгоритм вычисления асимметрии

В сеансе 2003 года односиновая асимметрия в образовании  $\pi^0$ -мезонов измерялась двумя способами. Один способ, подробно описанный в Главе 3, основан на формуле (3.5). Он применялся для калориметра слева от пучка на Западной стороне установки STAR (ЮЗ модуль), так как в этом сеансе модуль справа (СЗ модуль) отсутствовал и установка не обладала лево-правой симметрией. На Восточной стороне STAR были установлены оба детектора (модули СВ и ЮВ), установка обладала симметрией. Поэтому был применен метод геометрического среднего [125], основанный на формуле:

$$P_{beam}A_N = \frac{\sqrt{N_+^L \cdot N_-^R} - \sqrt{N_+^R \cdot N_-^L}}{\sqrt{N_+^L \cdot N_-^R} + \sqrt{N_+^R \cdot N_-^L}}, \quad (4.7)$$

где  $P_{beam}$  – величина поперечной поляризации Желтого пучка,  $N_{+(-)}^L$  – число зарегистрированных мезонов в левом от Желтого пучка модуле (СВ) при положительной (отрицательной) поляризации Желтого пучка,  $N_{+(-)}^R$  – число зарегистрированных мезонов в правом от Желтого пучка модуле (ЮВ) при положительной (отрицательной) поляризации Желтого пучка. Преимущество метода геометрического среднего состоит в том, что поправки, связанные с относительной светимостью и эффективностью системы сбора данных, сокращаются (входят как множители при  $N_{+(-)}^{L(R)}$ ).

Необходимо отметить, что по направлениям спина Желтого пучка (при измерении асимметрии первым методом – для модуля ЮЗ) и Синего пучка (при измерении вторым методом – для модулей СВ и ЮВ) проводилось усреднение. Такой пучок в дальнейшем называется неполяризованным, сопряженный ему – поляризованный.

Применение двух независимых методов измерения анализирующей способности позволяло сравнивать оба результата и повысить уровень доверия к ним.

В сеансе 2003 года были проведены измерения асимметрии как для положительных значений  $x_F$  нейтральных пионов, так и для отрицательных. Положительное (отрицательное) значение  $x_F$  приписывалось  $\pi^0$ -мезону с тем же (противоположным) направлением продольного импульса, что и поляризованный пучок. Положительное значение  $A_N$  соответствует тому, что большее количество нейтральных пионов зарегистрировано слева от поляризованного пучка для обоих знаков  $x_F$ . Для отрицательных  $x_F$  усреднение по спину проводилось для пучков, импульс частиц в которых направлен к детектору.

Средняя поляризация пучков  $\langle P_{beam} \rangle$ , измеренная КЯИ поляриметром, составила  $\sim 30\%$  для обоих пучков. На Рисунке 4.20 показана эволюция поляризации в каждом пучке в течение сеанса. Ориентация спина в Синем и Желтом пучке опре-

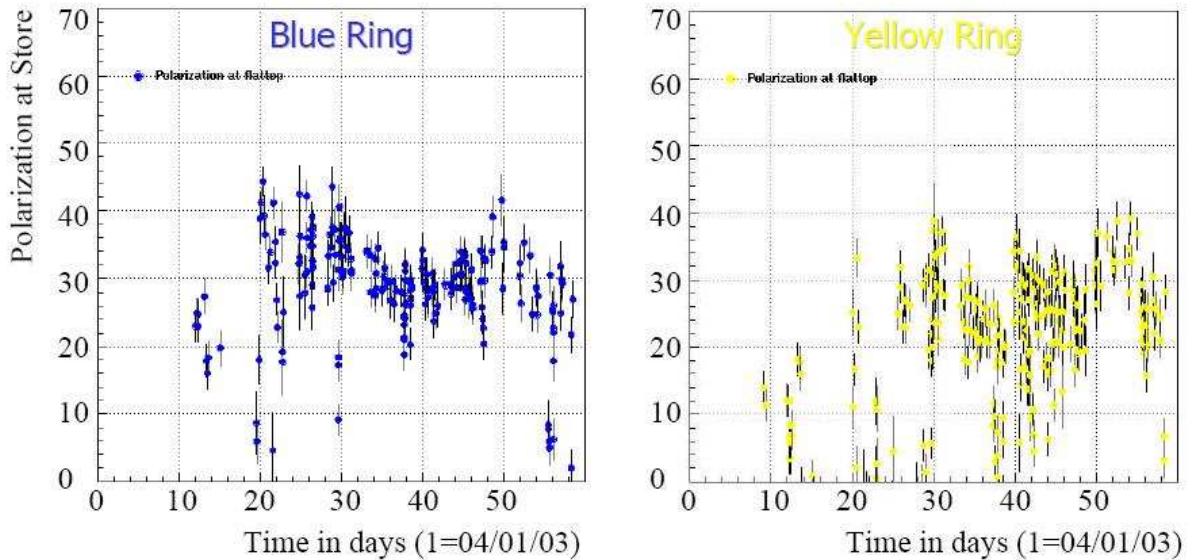


Рис. 4.20: Поляризация в кольцах RHIC в сеансе 2003 года, как функция от времени. Слева: в Синем кольце, справа: в Желтом.

делялась по битам-идентификаторам спина для каждого банча, предоставляемым

RHIC. Так как в сеансе 2003 года система сбора данных ППД была встроена в общую систему STAR, не было необходимости отслеживать задержки между триггером ППД и этими битами. Таких битов в формате данных RHIC было восемь в сеансе 2003 года, что давало значение слова "spinbit" от 0 до 255. В Таблице 4.2 приведены состояния частиц в банчах в зависимости от значений битов-идентификаторов. Надо

Таблица 4.2: Состояние поляризации и заполнения банчей в кольцах RHIC в зависимости от битов-идентификаторов спина в сеансе 2003 года.

номер бита (значение)	состояние банча один пучок	значение слова "spinbit" (8 бит)	состояние банчей оба пучка
0 (1)	Желтый заполнен	0	ЖК – пустой, С – пустой
1 (2)	Желтый спин $\uparrow$	153	ЖК – непол., С – непол.
2 (4)	Желтый спин $\downarrow$	51	ЖК – спин $\uparrow$ , С – спин $\uparrow$
3 (8)	Желтый непол.	53	ЖК – спин $\downarrow$ , С – спин $\uparrow$
4 (16)	Синий заполнен	83	ЖК – спин $\uparrow$ , С – спин $\downarrow$
5 (32)	Синий спин $\uparrow$	85	ЖК – спин $\downarrow$ , С – спин $\downarrow$
6 (64)	Синий спин $\downarrow$	3,5	С – банчи без пол.
7 (128)	Синий непол.	48,80	ЖК – банчи без пол.

отметить, что по информации от RHIC определялось направление поляризации протонов в пучке в точке расположения КЯИ поляриметра (12 часов в системе отсчета RHIC). В точке взаимодействия STAR (6 часов) поляризация имела обратное значение из-за наличия поворотной змейки между этими точками RHIC. На Рисунке 2.2 показана спиновая структура по всем банчам пучков в кольцах ускорителя.

При измерении асимметрии с использованием одного детектора (ЮЗ модуля) необходимо знать спино-зависимую относительную светимость (параметр  $R$  в выражении (3.5)) в Синем пучке – для положительных  $x_F$  и в Желтом – для отрицательных. Как и в сеансе 2002 года эта величина была измерена с помощью ПС, по отношению числа совпадений, отсортированных по битам-идентификаторам спина [126]. На Рисунке 4.21 показана эволюция относительной светимости во времени за период сеанса с поперечной поляризацией пучков. Видно, что  $R$  отличается от единицы и зависит от времени. Статистическая ошибка измерений:  $\delta R_{stat} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ , систематическая:  $\delta R_{syst} < 10^{-3}$ . Эффективность системы сбора данных не учитывалась, так как ее зависимость от спина ничтожно мала.

Для событий прошедших условие отбора по триггеру применялось два алгоритма вычисления анализирующей способности. Первый, применяемый для ЮЗ модуля, по сути повторяет алгоритм из параграфа 3.1 для прототипа ППД. Он заключался в следующем:

1. в каждой экспозиции отбирались события с энерговыделением в калориметре (включая ДПРЛ)  $\geq 20$  ГэВ.
2. В каждом событии, по отклику в счетчиках, восстанавливались энергии и координаты фотонов по алгоритму из параграфа 4.2.1 по известной форме ливня (см. 4.2.2).

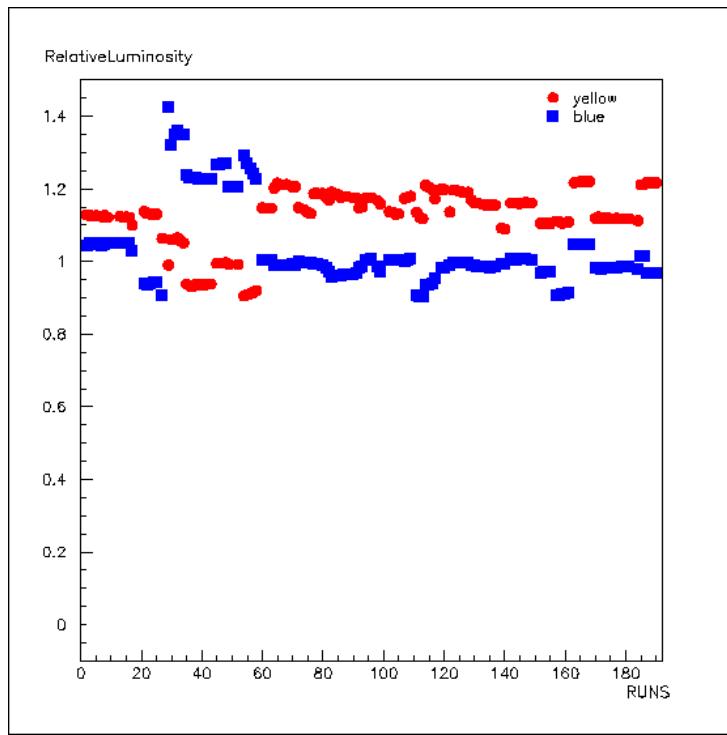


Рис. 4.21: Зависимость относительной светимости от времени в сеансе 2003 года. Окружности – Желтый пучок, прямоугольники – Синий.

3. В событиях, где  $N_\gamma = 2$ , вычислялись значения  $E_{tot}$  – сумма энерговыделений в матрице и в ДПРЛ;  $d_{\gamma\gamma}$  – расстояние между фотонами в матрице;  $Z_\gamma$  – асимметрия энергии фотонов.
4. По формуле (3.3) восстанавливалась масса  $\pi^0$  кандидатов. Значения масс складывались в гистограммы, отсортированные по направлению спина поляризованного пучка – вверх или вниз (для положительных  $x_F$  – Синий, для отрицательных – Желтый) и по 6 интервалам  $E_{tot}$  (20–26 ГэВ, 26–34 ГэВ, 34–40 ГэВ, 40–47 ГэВ, 47–56 ГэВ, 56–80 ГэВ).
5. Накладывались условия на  $Z_\gamma < 0.7$  и на координаты гамма квантов (координаты обоих фотонов должны находиться не ближе 0.5 ячейки от края матрицы) для уменьшения фона в области масс, меньших массы  $\pi^0$ .
6. Количество  $\pi^0$ -мезонов в данном интервале энергий при данном направлении поляризации пучка определялось как сумма событий в интервале масс  $0.07 < M_{\gamma\gamma} < 0.3$  ГэВ/ $c^2$ .
7. Конечным шагом было вычисление асимметрии по всей статистике. В каждой экспозиции вычислялась асимметрия по формуле (3.5) со своими значениями  $P_{beam}$  (см. Рисунок 4.20) и  $R$  (см. Рисунок 4.21). Затем, проводился фит константной функцией по всем величинам  $A_N$ .

Алгоритм вычисления асимметрии методом геометрического среднего для калориметров ЮВ и СВ повторяет алгоритм для модуля ЮЗ, за исключением пунктов 4) и 7). Приведем эти отличия:

4. По формуле (3.3) восстанавливались масса  $\pi^0$  кандидатов. Значения масс складывались в гистограммы, отсортированные по направлению спина поляризованного пучка – вверх или вниз (для положительных  $x_F$  – Желтый, для отрицательных – Синий), по 6 интервалам  $E_{tot}$  (20–26 ГэВ, 26–34 ГэВ, 34–40 ГэВ, 40–47 ГэВ, 47–56 ГэВ, 56–80 ГэВ) и по принадлежности к модулю – левый или правый (левый – СВ, правый – ЮВ).
7. В каждой экспозиции вычислялась асимметрия по формуле (4.7) со своими значениями  $P_{beam}$  (см. Рисунок 4.20). Затем, проводился фит константной функцией по всем величинам  $A_N$ .

### 4.3 Экспериментальные результаты

На Рисунке 4.22 представлены результаты для анализирующей способности инклюзивного рождения  $\pi^0$ -мезонов в  $p_{\perp}r$  взаимодействии по данным сеанса 2003 г. На рисунке отдельно показаны  $x_F$ -зависимости  $A_N$ , полученные методом геометрического среднего для модулей СВ, ЮВ и методом (3.5) для модуля ЮЗ. Приведены измерения как для положительных, так и для отрицательных значений  $x_F$ . Результаты этих двух независимых измерений совпадают в пределах ошибок.

На Рисунке 4.23 показаны окончательные результаты анализирующей способности, полученные комбинированием результатов двух методов. Точки соответствуют среднему значению псевдобыстроты  $<\eta> = 4.1$ . Перекрытый диапазон по поперечному импульсу  $p_T = 0.9 - 2.2 \text{ GeV}/c$ .  $A_N$  для положительных значений  $x_F$  совместимо с нулем до  $x_F \sim 0.35$ , затем растет с увеличением  $x_F$ , достигая значений 8 – 10%. Статистическая значимость роста составляет  $3.2\sigma$ . Результат получен из линейного фита по точкам с  $x_F > 0.3$ ,  $\chi^2/ndf = 0.95$  при 3 степенях свободы. Данный результат подтверждает ранее измеренное  $A_N$  в сеансе 2002 года (см. параграф 3.3 и [1]). Анализирующая способность для отрицательных  $x_F$  измерена впервые, она оказалась совместима с нулем в пределах ошибок. Результат для отрицательных  $x_F$  может дать верхний предел на глюонную функцию Сиверса [66], неизвестную на данный момент.

В Таблице 4.3 приведены результаты для анализирующей способности двумя независимыми методами и комбинированные значения.

При оценке систематических погрешностей учитывалось несколько факторов:

- Фон, произошедший от взаимодействий пучковых частиц с остаточным газом в вакуум-проводе, когда в одном из пучков следуют незаполненные банчи (пустой промежуток). Данный эффект не давал вклада в систематическую ошибку в области отрицательных значений  $x_F$ , так как при взаимодействии пучка с остаточным газом вторичные частицы уносятся в положительную полусферу кинематической области. Вклад в области положительных  $x_F$  составил  $\sim 18\%$ .

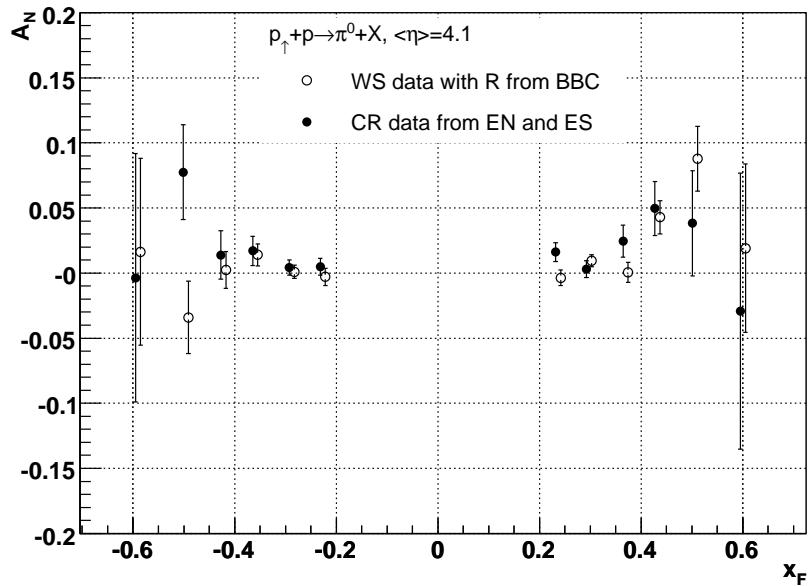


Рис. 4.22: Анализирующая способность  $\pi^0$  мезонов как функция  $x_F$ . Данные сеанса 2003 г. Незаштрихованные окружности – асимметрия для модуля ЮЗ ППД, значения сдвинуты на  $x_F = +0.1$  для наглядности; заштрихованные – асимметрия, полученная методом геометрического среднего для модулей СВ и ЮВ.

- Зависимость эффекта от номера экспозиции, то есть  $\chi^2/ndf > 1$  при линейном фите асимметрии по всем экспозициям – систематической ошибке в этом случае приписывалось такое значение, чтобы при квадратичном суммировании ее со статистической привести  $\chi^2/ndf$  к единице. Вклад в общую систематическую ошибку оценен на уровне  $\sim 45\%$ .
- Отличие от нуля асимметрии, измеренной с помощью верхней и нижней групп пластин ПС [126] при поперечной (вертикальной) поляризации пучков (говорит о наличии радиальной составляющей поляризации). Значение этой асимметрии оказалось совместимой с нулем, как и ожидалось. Погрешность измерений составила  $\sim 2\%$  и дала вклад в систематическую ошибку  $A_N$  на уровне  $\sim 20\%$ .
- Сравнение результатов измерений двумя методами. Эта  $x_F$ -зависимая систематическая ошибка внесла существенный вклад только в одном интервале по  $x_F$  и еще в двух – небольшой. В остальных девяти интервалах ее вклад оказался нулевым. Оценка проводилась следующим образом:
  1. Предполагается, что в обоих методах измеряется одно и то же значение асимметрии при данном  $x_F$ .
  2. Если значение для данного метода отличается от среднего по двум методам больше, чем на одно стандартное отклонение, то суммарная ошибка данного метода будет такой, чтобы сделать это отличие равным одному стандартному отклонению.

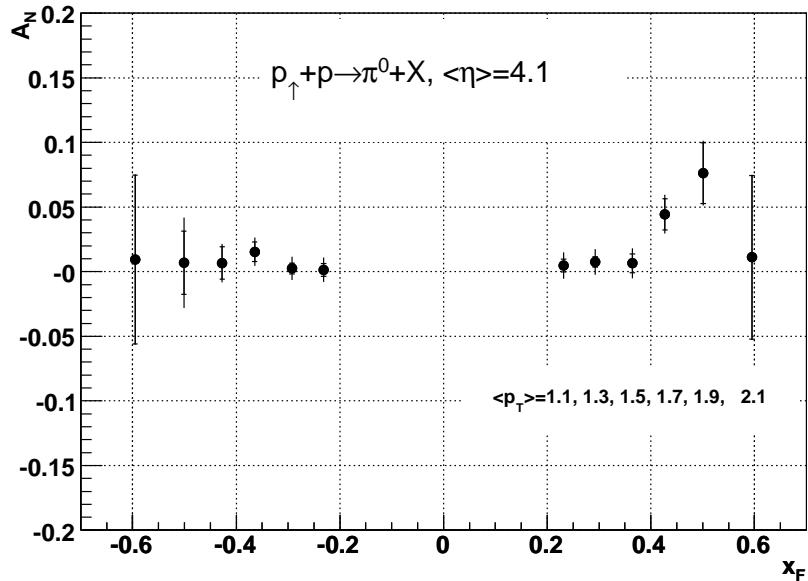


Рис. 4.23: Окончательный результат для анализирующей способности  $\pi^0$  мезонов как функция  $x_F$ . Данные сеанса 2003 г. Точки – усредненные значения, измеренные двумя независимыми методами. Внутренние ошибки – статистические, внешние – статистические и систематические, сложенные квадратично.

3. Вычисляется суммарная ошибка среднего значения с весами, равными суммарным стандартным отклонениям обоих методов.
4. Систематическая ошибка среднего по двум методам вычисляется как квадратичная разность суммарной и статистической ошибок.

Систематическая ошибка, связанная с измерением относительной светимости  $R$ , незначительна [114, 126].

## 4.4 Обсуждение результатов

### 4.4.1 Сравнение с другими экспериментальными данными

Результаты сеанса 2003 года по односпиновой асимметрии в образовании  $\pi^0$ -мезонов в области фрагментации поляризованного протона подтвердили существование ненулевой асимметрии при больших  $x_F$ , обнаруженной в сеансе 2002 года. Измерения проводились на разных детекторах (в сеансе 2002 года – калориметр на основе свинец-цинтиллятор, в сеансе 2003 года – калориметр из свинцового стекла), с разными электроникой и системой сбора данных. Отличались и кинематические области. В сеансе 2002 года среднее значение псевдобыстроты нейтральных пionов составило  $<\eta> = 3.8$ , в 2003 году –  $<\eta> = 4.1$ . На Рисунке 4.24 показаны  $x_F$ - $p_T$  корреляции для  $\pi^0$ -мезонов, участвовавших в вычислении асимметрии. Видно, что измерения в

Таблица 4.3: Анализирующая способность  $\pi^0$  во взаимодействии  $p_{\uparrow}p$  при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ в областях фрагментации поляризованного и неполяризованного пучков. Данные сеанса 2003 г.

Метод	$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle (\Gamma\text{эВ}/c)$	$A_N(\%) \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{syst}$	$N_{events} \cdot 10^{-3}$
Модуль ЮЗ (R из ПС)	-0.60	2.1	$1.6 \pm 7.2$	2.7
	-0.50	1.9	$-3.4 \pm 2.8$	17.8
	-0.43	1.7	$0.2 \pm 1.4$	68.1
	-0.36	1.5	$1.4 \pm 0.9$	188.0
	-0.29	1.3	$0.1 \pm 0.5$	529.6
	-0.23	1.1	$-0.3 \pm 0.7$	313.4
	0.23	1.1	$-0.4 \pm 0.6$	313.4
	0.29	1.3	$1.0 \pm 0.5$	529.6
	0.36	1.5	$0.1 \pm 0.8$	180.0
	0.43	1.7	$4.3 \pm 1.3$	68.1
	0.50	1.9	$8.8 \pm 2.5$	17.8
	0.60	2.1	$1.9 \pm 6.5$	2.7
Геометрического среднего	-0.60	2.1	$-0.4 \pm 9.5$	1.2
	-0.50	1.9	$7.8 \pm 3.6$	8.4
	-0.43	1.7	$1.4 \pm 1.9$	32.0
	-0.36	1.5	$1.7 \pm 1.1$	90.7
	-0.29	1.3	$0.4 \pm 0.6$	323.0
	-0.23	1.1	$0.5 \pm 0.6$	267.3
	0.23	1.1	$1.6 \pm 0.7$	267.3
	0.29	1.3	$0.3 \pm 0.7$	323.0
	0.36	1.5	$2.5 \pm 1.2$	90.7
	0.43	1.7	$5.0 \pm 2.1$	32.0
	0.50	1.9	$3.8 \pm 4.0$	8.4
	0.60	2.1	$-2.9 \pm 10.6$	1.2
Объединение	-0.60	2.1	$0.9 \pm 6.5 \pm 0.8$	3.9
	-0.50	1.9	$0.7 \pm 2.5 \pm 2.7$	26.2
	-0.43	1.7	$0.7 \pm 1.3 \pm 0.8$	100.1
	-0.36	1.5	$1.5 \pm 0.8 \pm 0.8$	278.7
	-0.29	1.3	$0.3 \pm 0.4 \pm 0.8$	852.5
	-0.23	1.1	$0.1 \pm 0.5 \pm 0.8$	580.7
	0.23	1.1	$0.5 \pm 0.5 \pm 1.0$	580.7
	0.29	1.3	$0.8 \pm 0.4 \pm 0.9$	852.5
	0.36	1.5	$0.7 \pm 0.7 \pm 1.0$	278.7
	0.43	1.7	$4.4 \pm 1.2 \pm 0.9$	100.1
	0.50	1.9	$7.6 \pm 2.4 \pm 0.9$	26.2
	0.60	2.1	$1.1 \pm 6.3 \pm 0.9$	3.9

сеансе 2003 года проводились при более низких значениях  $p_T$ . С одной стороны, эти обстоятельства не позволили объединить статистику с обоих сеансов. С другой – поз-

волили сравнить результаты по сути двух независимых экспериментов и повысить их достоверность.

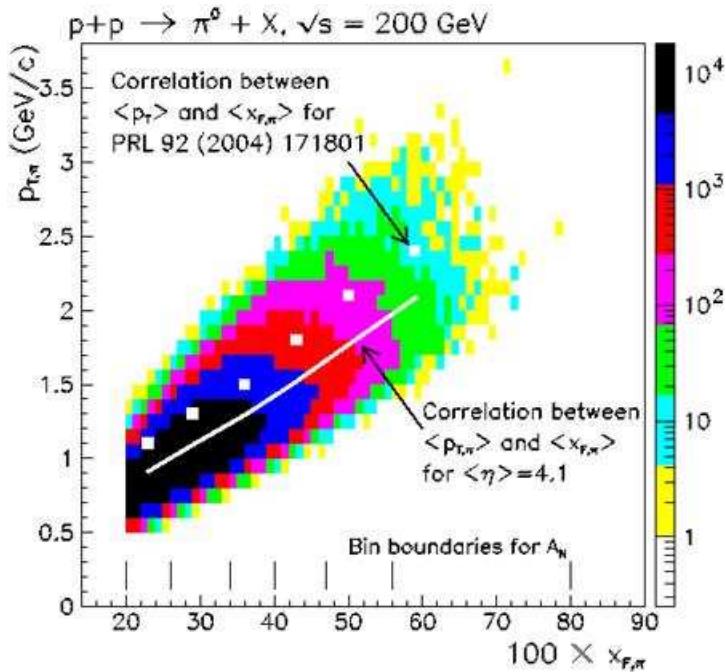


Рис. 4.24: Зависимость  $x_F$  от  $p_T$  нейтральных пионов, зарегистрированных ППД в сеансах 2002 и 2003 годов. Точками показаны корреляция  $\langle p_T \rangle$  и  $\langle x_F \rangle$  для  $\langle \eta \rangle = 3.8$  (сеанс 2002 года), линией – для  $\langle \eta \rangle = 4.1$  (сеанс 2003 года).

Измерение асимметрии в области фрагментации неполяризованного протона в реакции  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  проведено впервые в мире. В других экспериментах измеряли асимметрию в иных реакциях (см. параграф 1.1.3). Отметим, что результат (асимметрия равна нулю) не зависит от сорта регистрируемых мезонов ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), от сорта взаимодействующей с поляризованным протоном частицы ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $p$ , ядра  $C$  и  $Cu$ ), а также от энергии взаимодействия (от 10 до 200 ГэВ в системе цента масс).

#### 4.4.2 Сравнение с теоретическими моделями

Предсказания теоретических моделей и сравнение с результатами измерения асимметрии в области фрагментации поляризованного протона представлены в параграфе 3.4.2. В рамках всех приведенных моделей измеренная асимметрия описывалась достаточно хорошо. Однако, последние теоретические работы поставили под сомнение возможность описания больших значений асимметрии в области больших положительных  $x_F$  в рамках механизма Коллинза [88–90]. В этих работах утверждается, что не существует такой функции фрагментации Коллинза, при выборе которой можно описать экспериментальные данные, учитывая вклад только механизма Коллинза. В параграфе 1.2.1 обсуждались трудности описания данных эксперимента E704 в рамках механизма Коллинза. На Рисунке 4.25 (справа) показаны максимально возможные вклады различных механизмов в асимметрию  $\pi^0$ -мезонов в кинематической

области STAR [127]. Видно, что наибольший вклад дает механизм Сиверса (преиму-

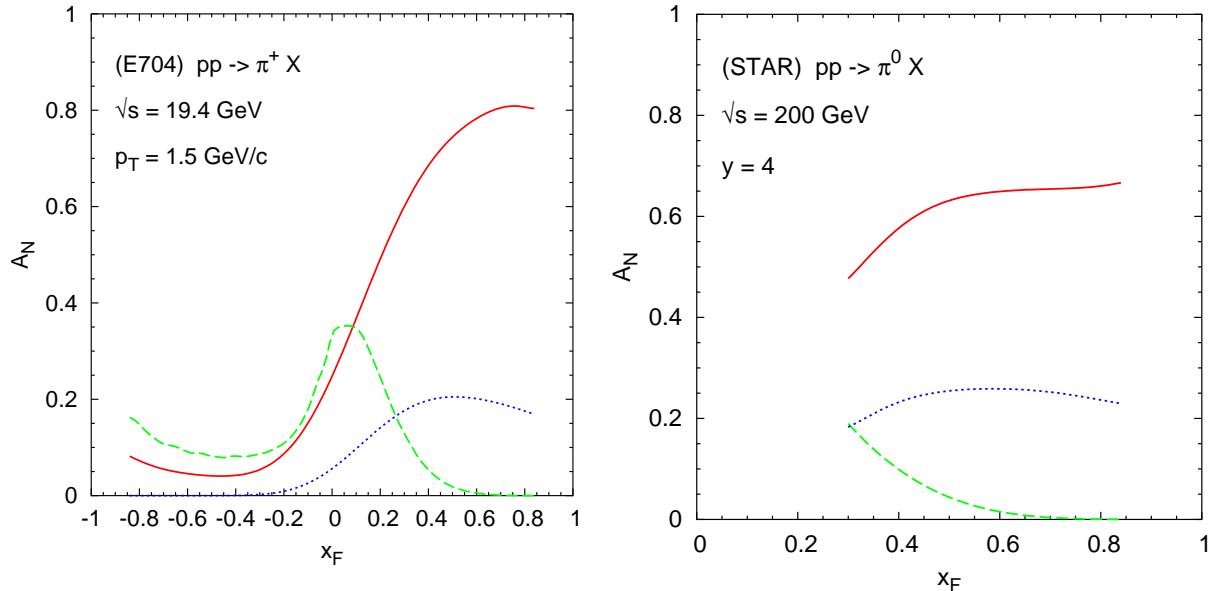


Рис. 4.25: Слева: максимальные вклады в  $A_N$  как функция  $x_F$  для реакции  $p\bar{p} \rightarrow \pi^+X$  и кинематической области E704; линии: сплошная – отдельно кварковый механизм Сиверса, штрихованная – отдельно глюонный механизм Сиверса, пунктирная – свертка поперечной функции распределения  $h1$  и функции Коллинза; рисунок из работы [127]. Справа: максимальные вклады в  $A_N$  как функция  $x_F$  для реакции  $p\bar{p} \rightarrow \pi^0X$  и кинематической области STAR; линии: сплошная – отдельно кварковый механизм Сиверса, штрихованная – отдельно глюонный механизм Сиверса, пунктирная – свертка поперечной функции распределения  $h1$  и функции Коллинза; рисунок из работы [127].

щественно кварковый). Вклад механизма Коллинза (максимально возможный) подавлен как минимум в три раза. Рисунок 4.25 (слева, положительные значения  $x_F$ ) также подтверждает подобное подавление в кинематической области эксперимента E704. Это можно прокомментировать следующим образом. При учете всех видов движений partонов, односпиновая асимметрия, полученная по схеме факторизации включает в себя множество фаз в функциях распределения и фрагментации, и при интегрировании сильно подавляет конечный результат. Ситуация при учете только механизма Сиверса намного проще – partоны не поляризованы в процессе фрагментации. В результате, в выражение для асимметрии входит только одна фаза – угол Сиверса. При интегрировании он подавляет результат незначительно.

На Рисунке 4.26 (слева) показано сравнение результатов сеанса 2003 года с теоретическим предсказанием в рамках механизма Сиверса [128]. Кривая хорошо описывает экспериментальные данные.

Рассмотрим результаты в области фрагментации неполяризованного протона. В этой области валентные кварки из неполяризованного протона не могут дать асимметрию и основную роль при фрагментации играют морские кварки из поляризованного протона и глюоны. В кинематической области эксперимента E704 играет

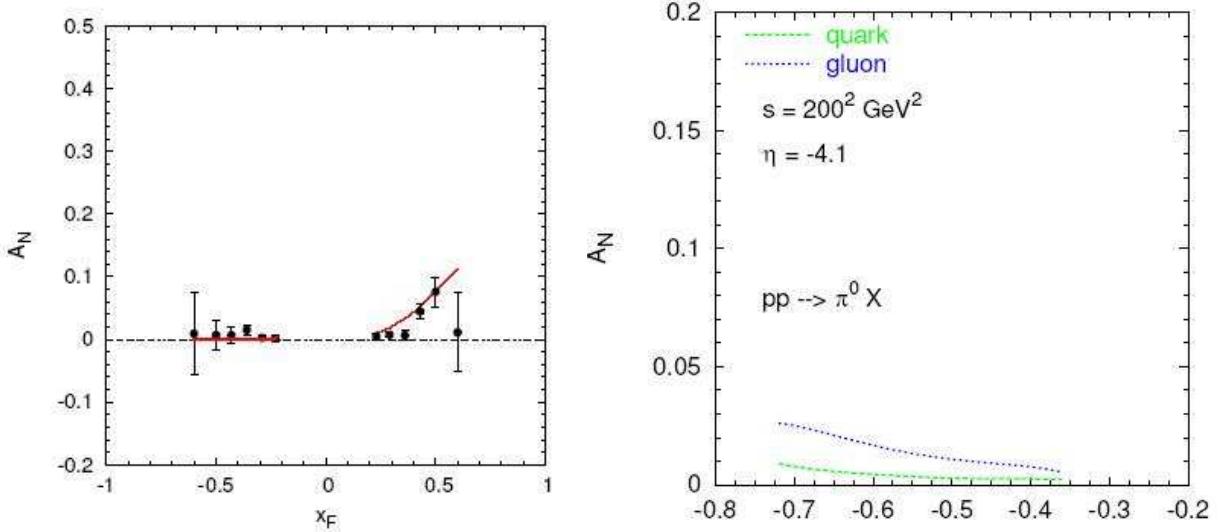


Рис. 4.26: Слева: асимметрия  $A_N$  как функция от  $x_F$  в реакции  $p\bar{p} \rightarrow \pi^0 X$  при  $|\eta| = 4.1$  и  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ, измеренная ППД; точки – экспериментальные данные сеанса 2003 года, кривые – теоретическое предсказание в рамках модели Сиверса; рисунок из работы [128]. Справа: максимальные вклады в  $A_N$  как функция  $x_F$  для реакции  $p\bar{p} \rightarrow \pi^0 X$  в области  $x_F < 0$  в эксперименте STAR; линии: вверху – глюонная функция Сиверса, внизу – кварковая функция Сиверса; рисунок из работы [128].

роль только механизм Сиверса (даже при частичном подавлении) от таких кварков и глюонов [128] (см. Рисунок 4.25 (слева)). Последние, в частности дают значения  $A_N$  до 10% (морские кварки – до 5%). Данные в этой области могли бы дать ограничения на глюонную функцию Сиверса, но в эксперименте E704 асимметрия при  $x_F < 0$  не была измерена. Аналогичные оценки в кинематической области STAR дают намного меньшие значения  $A_N$ , достигающие максимум 2% (в пять раз меньше, чем при  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ) [128] (см. Рисунок 4.26 (справа)). Это не позволяет установить ограничения на глюонную функцию Сиверса без увеличения статистики в наших измерениях. Однако, как видно из Рисунка 4.26 (слева), данные по  $A_N$  при  $x_F < 0$  хорошо описываются кварковой функцией Сиверса. Вклады всех остальных эффектов исчезающе малы [127].

## 4.5 Выводы по данной главе

Отметим основные выводы по данной Главе:

- Впервые измерена односиновая асимметрия  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации неполяризованного пучка ( $-0.8 < x_F < -0.2$ ,  $p_T = 0.9 - 2.2$  ГэВ/ $c$ ). Эксперимент проведен при рекордной энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ.  $A_N$  сравнива с нулем во всем диапазоне по  $x_F$ .
- Измерения в области фрагментации поляризованного протона в сеансе 2003 года подтвердили существование ненулевой асимметрии, обнаруженной в экс-

перименте STAR в сеансе 2002 года на калориметре ППД другой конструкции. При  $x_F < 0.35$  асимметрия совместима с нулем, при  $x_F > 0.35$   $A_N$  растет и достигает значений 10%.

- В области фрагментации поляризованного протона теоретическая модель на основе механизма Коллинза не в состоянии описать полученные экспериментальные данные. То же можно сказать и для данных эксперимента E704.
- В области фрагментации неполяризованного протона существующие теоретические модели хорошо описывают полученные данные.
- На электронных пучках ИФВЭ проведены измерения формы электромагнитного ливня в калориметре из свинцового стекла при наличии существенного вещества ( $\sim 4$  радиационные длины) перед детектором.
- Разработана программа моделирования развития ливня в калориметре из свинцового стекла. Для корректной трассировки черенковского света учтены оптические свойства элементов детектора (стекло, катод фотоумножителя, обертка из майлара). В программу внесены полные геометрии установок FPD и ПРОЗА-М. Формы ливня, полученные моделированием, совпали с таковыми, измеренными экспериментально. Анализ результатов, полученных с помощью данной программы, позволил:
  - свести к минимуму зависимость энергетической шкалы калориметров ППД от регистрируемой энергии;
  - откалибровать ППД с точностью лучше 2%;
  - иметь форму электромагнитного ливня с веществом перед калориметром в широком диапазоне энергий фотона или электрона, попавшего в калориметр из свинцового стекла, не прибегая к дополнительным методическим исследованиям;
  - разделять близко расположенные электромагнитные ливни и подавлять адронный фон более эффективно;
  - оценить поперечные утечки энергии за пределы детектора.

# Заключение

## Выводы

В заключение кратко сформулируем основные результаты диссертационной работы:

1. Впервые наблюдены спиновые эффекты на коллайдере поляризованных протонов при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ, которая, как минимум, на порядок превосходит энергии всех предшествующих измерений в экспериментах с фиксированной мишенью.
2. Впервые измерена односиновая асимметрия  $\pi^0$ -мезонов ( $A_N$ ) в реакции  $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации поляризованного пучка при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ,  $x_F = 0.2 - 0.8$ ,  $p_T = 1.0 - 2.4$  ГэВ/с.  $A_N$  сравнима с нулем при  $x_F < 0.3$ , она становится положительной и растет с  $x_F$ , достигая значения  $\sim 20\%$  при  $x_F > 0.3$ .
3. Измеренная асимметрия совместима в пределах ошибок с измерениями экспериментов E704 ( $\sqrt{s} \approx 20$  ГэВ) и ПРОЗА-М ( $\sqrt{s} \approx 10$  ГэВ) в той же кинематической области. Тем самым в эксперименте на коллайдере установлено, что в пределах ошибок измерения асимметрия не зависит от энергии взаимодействующих протонов.
4. Инклузивное рождение  $\pi^0$ -мезона в области фрагментации поляризованного протона может служить новой реакцией для поляриметрии с установленной экспериментально анализирующей способностью  $\sim 15\%$ . Калориметры Переднего Пионного Детектора (ППД) можно использовать в качестве локального поляриметра эксперимента STAR. Также потенциальной возможностью является использование ППД в качестве поляриметра с анализирующей способностью инклузивного образования  $\gamma$ -квантов.
5. Впервые измерена односиновая асимметрия  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$  в области фрагментации неполяризованного пучка ( $-0.8 < x_F < -0.2$ ,  $p_T = 0.9 - 2.2$  ГэВ/с). Эксперимент проведен при рекордной энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ.  $A_N$  сравнима с нулем во всем диапазоне по  $x_F$ .
6. Измерения в области фрагментации поляризованного протона в сеансе 2003 года подтвердили существование ненулевой асимметрии, обнаруженной в эксперименте STAR в сеансе 2002 года на калориметре ППД другой конструкции.

При  $x_F < 0.35$  асимметрия совместима с нулем, при  $x_F > 0.35$   $A_N$  растет и достигает значений 10%.

7. Модели на основе теоремы факторизации КХД хорошо описывают полученные экспериментальные данные в области фрагментации поляризованного протона. Вероятнее всего наличие асимметрии объясняется совокупностью эффектов, вытекающих из данных моделей. При этом, вклад механизма Коллинза значительно подавлен по сравнению с вкладами других механизмов. Модель “хромомагнитных струн” удовлетворительно описывает наши данные. Предсказания киральной кварковой модели для U-матрицы не противоречат полученным результатам.
8. В области фрагментации неполяризованного протона существующие теоретические модели хорошо описывают полученные данные.
9. На электронных пучках ИФВЭ проведены измерения формы электромагнитного ливня в калориметре из свинцового стекла при наличии существенного вещества ( $\sim 4$  радиационные длины) перед детектором.
10. Разработана программа моделирования развития ливня в калориметре из свинцового стекла. Для корректной трассировки черенковского света учтены оптические свойства элементов детектора (стекло, катод фотоумножителя, обертка из майлара). В программу внесены полные геометрии установок FPD и ПРОЗА-М. Формы ливня, полученные моделированием, совпали с таковыми, измеренными экспериментально. Анализ результатов, полученных с помощью данной программы, позволил:
  - свести к минимуму зависимость энергетической шкалы калориметров ППД от регистрируемой энергии;
  - откалибровать ППД с точностью лучше 2%;
  - иметь форму электромагнитного ливня с веществом перед калориметром в широком диапазоне энергий фотона или электрона, попавшего в калориметр из свинцового стекла, не прибегая к дополнительным методическим исследованиям;
  - разделять близко расположенные электромагнитные ливни и подавлять адронный фон более эффективно;
  - оценить поперечные утечки энергии за пределы детектора.

## Благодарности

Результаты, представленные в диссертации, получены автором в Брукхэвенской Национальной Лаборатории (США) и Отделе Экспериментальной Физики ИФВЭ в 2002–2005 годах. Автор считает своим приятным долгом поблагодарить своих коллег и соавторов: Л.К. Бланда, И. Ванга, А.Н. Васильева, Ю.М. Гончаренко, А.М.

Давиденко, А.А. Деревщикова, В.А. Кормилицына, В.И Кравцова Ю.А. Матуленко, Ю.М. Мельника, А.П. Мещанина, Н.Г. Минаева, Н.Е. Михалина, В.В. Мочалова, Л.В. Ногач, С.Б. Нурушева, А. Огаву, Г. Ракнесса, П.А. Семенова, Л.Ф. Соловьева, С. Хеппельмана, Х.Дж. Кроуфорда, В.Ю. Ходырева, Т. Холлмана, К.Е. Шестерманова, А.Е. Якутина.

Автор выражает чувство глубокой признательности своему научному руководителю доктору физ.-мат. наук Александру Николаевичу Васильеву за постановку задачи, внимательное руководство и всестороннюю поддержку, оказываемую диссертанту.

Особую благодарность автор хотел бы выразить Л.К. Бланду, А.Н. Васильеву, А.А. Деревщиковой, Л.В. Ногач, А. Огаве, Г. Ракнессу и безвременно ушедшему К.Е. Шестерманову за непосредственное участие в данных исследованиях на всех этапах работы и многочисленные плодотворные дискуссии и советы. Автор благодарен У. Д'Алесио, Ф. Мургиа, М. Ансельмино, С.М. Трошину, С.Б. Нурушеву, В. Вогельсангу за полезные теоретические обсуждения.

Автор признателен всем коллегам по сотрудничеству STAR, сотрудникам ускорительных и технических подразделений RHIC и ИФВЭ, четкая работа которых сделала возможным проведение экспериментов.

Автор благодарен руководству Института Физики Высоких Энергий и Брукхэвенской Национальной Лаборатории за поддержку исследований, описанных в настоящей диссертации.

# Литература

- [1] J. Adams, C. Adler, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B.D. Anderson, M. Anderson, D. Arkhipkin, G.S. Averichev, S.K. Badyal, J. Balewski, O. Barannikova, L.S. Barnby, J. Baudot, S. Bekele, V.V. Belaga, R. Bellwied, J. Berger, B.I. Bezverkhny, S. Bharadwaj, P. Bhaskar, A.K. Bhati, H. Bichsel, A. Billmeier, L.C. Bland, C.O. Blyth, B.E. Bonner, M. Botje, A. Boucham, A.V. Brandin, A. Bravar, R.V. Cadman, X.Z. Cai, H. Caines, M. Calderon, J. Carroll, J. Castillo, M. Castro, D. Cebrà, P. Chaloupka, S. Chattopadhyay, H.F. Chen, Y. Chen, S.P. Chernenko, M. Cherney, A. Chikanian, H.A. Choi, W. Christie, J.P. Coffin, T.M. Cormier, J.G. Cramer, H.J. Crawford, D. Das, S. Das, A.A. Derevschikov, L. Didenko, T. Dietel, W.J. Dong, X. Dong, J.E. Draper, F. Du, A.K. Dubey, V.B. Dunin, J.C. Dunlop, M.R. Dutta Mazumdar, V. Eckardt, L.G. Efimov, V. Emelianov, J. Engelage, G. Eppley, B. Erazmus, M. Estienne, P. Fachini, V. Faine, J. Faivre, R. Fatemi, K. Filimonov, P. Filip, E. Finch, Y. Fisyak, D. Flierl, K.J. Foley, J. Fu, C.A. Gagliardi, N. Gagunashvili, J. Gans, M.S. Ganti, L. Gaudichet, M. Germain, F. Geurts, V. Ghazikhanian, P. Ghosh, J.E. Gonzalez, O. Grachov, V. Grigoriev, S. Gronstal, D. Grosnick, M. Guedon, S.M. Guertin, A. Gupta, E. Gushin, T.D. Gutierrez, T.J. Hallman, D. Hardtke, J.W. Harris, M. Heinz, T.W. Henry, S. Heppermann, T. Herston, B. Hippolyte, A. Hirsch, E. Hjort, G.W. Hoffmann, M. Horsley, H.Z. Huang, S.L. Huang, T.J. Humanic, G. Igo, A. Ishihara, P. Jacobs, W.W. Jacobs, M. Janik, H. Jiang, I. Johnson, P.G. Jones, E.G. Judd, S. Kabana, M. Kaneta, M. Kaplan, D. Keane, V.Yu. Khodyrev, J. Kiryluk, A. Kisiel, J. Klay, S.R. Klein, A. Klyachko, D.D. Koetke, T. Kollegger, M. Kopytine, L. Kotchenda, A.D. Kovalenko, M. Kramer, P. Kravtsov, V.I. Kravtsov, K. Krueger, C. Kuhn, A.I. Kulikov, A. Kumar, G.J. Kunde, C.L. Kunz, R.Kh. Kutuev, A.A. Kuznetsov, M.A.C. Lamont, J.M. Landgraf, S. Lange, C.P. Lansdel, B. Lasiuk, F. Laue, J. Lauret, A. Lebedev, R. Lednicky, M.J. LeVine, C. Li, Q. Li, S.J. Lindenbaum, M.A. Lisa, F. Liu, L. Liu, Z. Liu, Q.J. Liu, T. Ljubicic, W.J. Llope, H. Long, R.S. Longacre, M. Lopez-Noriega, W.A. Love, Y. Lu, T. Ludlam, D. Lynn, J. Ma, Y.G. Ma, D. Magestro, S. Mahajan, L.K. Mangotra, D.P. Mahapatra, R. Majka, R. Manweiler, S. Margetis, C. Markert, L. Martin, J. Marx, H.S. Matis, Yu.A. Matulenko, T.S. McShane, F. Meissner, Yu. Melnick, A. Meschanin, M. Messer, M.L. Miller, Z. Milosevich, N.G. Minaev, C. Mironov, D. Mishra, J. Mitchell, B. Mohanty, L. Molnar, C.F. Moore, M.J. Mora-Corral, **D.A. Morozov**, V. Morozov, M.M. de Moura, M.G. Munhoz, B.K. Nandi, S.K. Nayak, T.K. Nayak, J.M. Nelson, P. Nevski, V.A. Nikitin, L.V. Nogach, B. Norman, S.B. Nurushev, G. Odyniec, A. Ogawa, V. Okorokov, M. Oldenburg, D. Olson, G. Paic, S.U. Pandey, S.K. Pal, Y. Panebratsev, S.Y. Panitkin, A.I. Pavlinov,

T. Pawlak, V. Perevozchikov, C. Perkins, W. Peryt, V.A. Petrov, S.C. Phatak, R. Picha, M. Planinic, J. Pluta, N. Porile, J. Porter, A.M. Poskanzer, M. Potekhin, E. Potrebenikova, B.V.K.S. Potukuchi, D. Prindle, C. Pruneau, J. Putschke, G. Rai, G. Rakness, R. Raniwala, S. Raniwala, O. Ravel, R.L. Ray, S.V. Razin, D. Reichhold, J.G. Reid, G. Renault, F. Retiere, A. Ridiger, H.G. Ritter, J.B. Roberts, O.V. Rogachevskiy, J.L. Romero, A. Rose, C. Roy, L.J. Ruan, R. Sahoo, I. Sakrejda, S. Salur, J. Sandweiss, I. Savin, J. Schambach, R.P. Scharenberg, N. Schmitz, L.S. Schroeder, K. Schweda, J. Seger, D. Seliverstov, P. Seyboth, E. Shahaliev, M. Shao, M. Sharma, K.E. Shestermanov, S.S. Shimanskiy, R.N. Singaraju, F. Simon, G. Skoro, N. Smirnov, R. Snellings, G. Sood, P. Sorensen, J. Sowinski, H.M. Spinka, B. Srivastava, S. Stanislaus, R. Stock, A. Stolpovsky, M. Strikhanov, B. Stringfellow, C. Struck, A.A.P. Suaide, E. Sugarbaker, C. Suire, M. Sumbera, B. Surrow, T.J.M. Symons, A. Szanto de Toledo, P. Szarwas, A. Tai, J. Takahashi, A.H. Tang, D. Thein, J.H. Thomas, V. Tikhomirov, M. Tokarev, M.B. Tonjes, T.A. Trainor, S. Trentalange, R.E. Tribble, M.D. Trivedi, V. Trofimov, O. Tsai, T. Ullrich, D.G. Underwood, G. Van Buren, A.M. Vander Molen, A.N. Vasiliev, M. Vasiliev, S.E. Vigdor, Y.P. Viyogi, S.A. Voloshin, W.T. Waggoner, F. Wang, G. Wang, X.L. Wang, Z.M. Wang, H. Ward, J.W. Watson, R. Wells, G.D. Westfall, C. Whitten Jr., H. Wieman, R. Willson, S.W. Wissink, R. Witt, J. Wood, J. Wu, N. Xu, Z. Xu, Z.Z. Xu, E. Yamamoto, P. Yepes, V.I. Yurevich, Y.V. Zanevski, I. Zborovsky, H. Zhang, W.M. Zhang, Z.P. Zhang, P.A. Zolnierczuk, R. Zoukarneev, J. Zoukarneeva, and A.N. Zubarev (STAR Collaboration): **Cross Sections and Transverse Single-Spin Asymmetries in Forward Neutral-Pion Production from Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV.** *Phys. Rev. Lett.* **92**, 171801 (2004).

- [2] F. Bieser, L.C. Bland, R.L. Brown, H.J. Crawford, A.A. Derevshchikov, J.L. Drachenberg, J. Engelage, L. Eun, C.A. Gagliardi, S. Heppelmann, E.G. Judd, V.I. Kravtsov, Yu.A. Matulenko, A.P. Meschanin, **D.A. Morozov**, L.V. Nogach, S.B. Nurushev, A. Ogawa, C. Perkins, G. Rakness, K.E. Shestermanov, A.N. Vasiliev: **Future of low-x forward physics at RHIC.** *Eur. Phys. J. C* **43**, 427 (2005).
- [3] Yu.V. Kharlov, **D.A. Morozov**, S.B. Nurushev, A.N. Vasiliev: **Single-spin asymmetry of inclusive  $\gamma$ -production in  $p_1 p$  interactions at 200 GeV/c.** *JΦ* **67**, 1344 (2004).
- [4] **D.A. Morozov** (for the STAR Collaboration): **Spin Effects in Forward  $\pi^0$ -Production in Polarized Proton-Proton Collisions at STAR.** Proceedings of the XXXXth Rencontres de Moriond – "QCD and Hadronic Interactions", La Thiule, Italy, March 12-19, 2005, The Gioi Publishers (2005), page 251.
- [5] L.C. Bland, Y.A. Matulenko, V.V. Mochalov, **D.A. Morozov**, L.V. Nogach, A. Ogawa, G. Rakness, K.E. Shestermanov, A.N. Vasiliev: **Electromagnetic shower profile in lead-glass calorimeter in the energy range of 3 – 23 GeV.** IHEP Preprint 2005-46, 2005 (Protvino).
- [6] **D.A. Morozov** (for the STAR Collaboration): **Spin effects in large rapidity  $\pi^0$  production at STAR.** To be published in proceedings of the XI Workshop on

- [7] J. Ashman *et al.* (EMC Collaboration), *Phys. Lett. B* **206**, 364 (1988).
- [8] J. Ashman *et al.* (EMC Collaboration), *Nucl. Phys. B* **328**, 1 (1989).
- [9] D. Adams *et al.*, *Phys. Lett. B* **261**, 201 (1991).
- [10] D. Adams *et al.*, *Phys. Lett. B* **264**, 462 (1991).
- [11] A.A. Соколов и И.М. Тернов, *Физ. Докл.* **8**, 1203 (1964).
- [12] S.B. Nurushev, DEBUT OF SPIN PHYSICS AT DUBNA, IHEP Preprint 97-75, 1997 (Protvino); Invited talk at 7th Workshop on High-Energy Spin Physics (SPIN 97), Dubna, Russia, 7-12 Jul 1997.
- [13] М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев и Г.Д. Столетов, *ЖЕТФ* **31**, 361 (1956).
- [14] Ю.П. Кумейкин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев и Г.Д. Столетов, *Атомная Энергия* **14**, 38 (1963).
- [15] L.S. Azhgirei, Yu. Kumekin, M. Mescheryakov, S. Nurushev, V. Solovyanov, G. Stoletov, *Phys. Lett. B* **18**, 203 (1965).
- [16] А.А. Борисов, А.С. Кузнецов, В.Е. Лукашов, С.Б. Нурушев, В.Л. Соловьев, *ЯФ* **5**, 348 (1967).
- [17] P. Bonamy *et al.*, *Phys. Lett. B* **23**, 501 (1966); P. Bonamy *et al.*, *Phys. Lett. B* **16**, 335 (1970).
- [18] D.D. Drobnis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 274 (1968).
- [19] P. Bonamy *et al.*, *Nucl. Phys. B* **52**, 392 (1973).
- [20] D. Hill *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 239 (1973).
- [21] К. Брюнетон и др., *ЯФ* **23**, 769 (1976).
- [22] К. Брюнетон и др., *ЯФ* **25**, 369 (1977).
- [23] J. Antille *et al.*, *Nucl. Phys.* **185**, 1 (1981).
- [24] I. Auer *et al.*, *Phys. Lett. B* **70**, 475 (1977).
- [25] G. Fidecaro *et al.*, *Phys. Lett. B* **76**, 369 (1978).
- [26] P.R. Cameron *et al.*, *Phys. Rev.* **32**, 3070 (1985).
- [27] D.G. Crabb *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3241 (1990).
- [28] A.M.T. Lin *et al.*, *Phys. Lett. B* **74**, 273 (1978).

- [29] A.D. Krisch, Published in Proceed. 7th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Protvino, USSR, 1986, v. **1**, p.272.
- [30] Обзоры данных, K. Heller, in Proceedings of SPIN-96; C.W. de Jager, T.J. Ketel and P. Mulders, *Eds., World Scientific*, (1997); A.D. Panagiotou, *Int. J. Mod. Phys. A* **5**, 1197 (1990).
- [31] V.D. Apokin *et al.*, *Z. Phys. C* **15**, 293 (1982); И.А. Аввакумов *и др.*, *ЯФ* **35**, 1465 (1982).
- [32] H.C. Борисов *и др.*, *ЯФ* **41**, 116 (1985).
- [33] V.D. Apokin *et al.*, *Nucl. Phys. B* **255**, 253 (1985).
- [34] И.А. Аввакумов *и др.*, *ЯФ* **42**, 1146 (1985).
- [35] И.А. Аввакумов *и др.*, *ЯФ* **42**, 1152 (1985).
- [36] V.D. Apokin *et al.*, *Z. Phys. C* **35**, 173 (1987).
- [37] В.Д. Апокин *и др.*, *ЯФ* **45**, 1355 (1987).
- [38] В.Д. Апокин *и др.*, *ЯФ* **47**, 727 (1988).
- [39] D.L. Anthony *et al.* (SLAC E142 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **71**, 959 (1993).
- [40] K. Abe *et al.* (SLAC E143 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **74**, 346 (1995).
- [41] K. Abe *et al.* (SLAC E143 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **75**, 25 (1995).
- [42] D. Adams *et al.* (SMC Collaboration), *Phys. Lett. B* **329**, 399 (1994).
- [43] D. Adams *et al.* (SMC Collaboration), *Phys. Lett. B* **336**, 125 (1994).
- [44] D. Adams *et al.* (SMC Collaboration), *Phys. Rev. D* **56**, 5330 (1997).
- [45] H. Avakian (on behalf of the HERMES Collaboration), *Nucl. Phys. B* **79**, 523 (1999); A. Airapetian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4047 (2000).
- [46] A. Bravar (on behalf of the SMC Collaboration), *Nucl. Phys. B* **79**, 348 (1999).
- [47] G. Kane, J. Pumplin and W. Repko, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1689 (1978).
- [48] B. R. Baller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 995 (1990).
- [49] V.V. Abramov *et al.*, Presented at the XI Workshop on High Energy Spin Physics "Spin-05", Dubna, Russia, September 27 - October 1, 2005, e-Print Archive (hep-ex/0511036).
- [50] J. Antille *et al.*, *Phys. Lett. B* **94**, 523 (1980).
- [51] M.S. Amaglobeli *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **50**, 432 (1989).

- [52] V.D. Apokin *et al.*, *Phys. Lett. B* **243**, 461 (1990).
- [53] D.L. Adams *et al.*, *Phys. Rev. D* **53**, 4747 (1996).
- [54] A.H. Васильев *и др.*, *ЯФ* **67**, 1512 (2004).
- [55] S.S. Adler *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 202001 (2005).
- [56] R.D. Klem *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 929 (1976).
- [57] W.H. Dragoset *et al.*, *Phys. Rev. D* **18**, 3939 (1978).
- [58] D.L. Adams *et al.*, *Z. Phys. C* **56**, 181 (1992).
- [59] D.L. Adams *et al.*, *Phys. Lett. B* **264**, 462 (1991).
- [60] A. Bravar *et al.*, *Phys. Rev. D* **55**, 1159 (1997).
- [61] C.E. Allgower *et al.*, *Phys. Rev. D* **65**, 092008 (2002).
- [62] A.H. Васильев *и др.*, *ЯФ* **67**, 1520 (2004).
- [63] A.H. Васильев *и др.*, *ЯФ* **68**, 1852 (2005).
- [64] F. Videbaek (for the BRAHMS Collaboration), To appear in Proceedings for PANIC 2005, October 2005, Santa Fe, New Mexico, USA, e-Print Archive (nucl-ex/0601008).
- [65] В.Д. Апокин *и др.*, *ЯФ* **49**, 156 (1989).
- [66] U. D'Alesio and F. Murgia, *Phys. Rev. D* **70**, 074009 (2004).
- [67] E. Leader and E. Predazzi, "An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics", Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [68] D. Sivers, *Phys. Rev. D* **41**, 83 (1990).
- [69] D. Sivers, *Phys. Rev. D* **43**, 261 (1991).
- [70] J.C. Collins, *Nucl. Phys. B* **396**, 161 (1993).
- [71] J.W. Qiu and G. Sterman, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2264 (1991); *Nucl. Phys. B* **378**, 52 (1992).
- [72] J.W. Qiu and G. Sterman, *Phys. Rev. D* **59**, 014004 (1999).
- [73] A.V. Evremov and O.V. Teryaev, *Phys. Lett. B* **150**, 383 (1984); *Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 140 (1982).
- [74] Y. Koike, *AIP Conf. Proc.* **675**, 449 (2003).
- [75] M.G. Ryskin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48**, 708 (1988).
- [76] S.B. Nurushev and M.G. Ryskin, e-Print Archive (hep-ph/0405041).

- [77] V. Abramov, *Eur. Phys. J. C* **14**, 427 (2000).
- [78] Meng Ta-Chung, In Proc. of the 4th Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1991, pp.112,121.
- [79] Zuo-Tang Liang and C. Boros, *Int. J. Mod. Phys. A* **15**, 927 (2000).
- [80] S.M. Troshin and N.E. Tyurin, *Phys. Rev. D* **52**, 3862 (1995).
- [81] S.M. Troshin and N.E. Tyurin, *Phys. Rev. D* **54**, 838 (1996).
- [82] S.M. Troshin and N.E. Tyurin, *Phys. Lett. B* **355**, 543 (1995).
- [83] G. Musulmanbekov and M. Tokarev, In Proc. of the VI Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1995, pp.132.
- [84] M. Anselmino, M. Boglione and F. Murgia, *Phys. Lett. B* **362**, 164 (1995).
- [85] M. Anselmino and F. Murgia, *Phys. Lett. B* **442**, 470 (1998).
- [86] M. Boglione and E. Leader, *Phys. Rev. D* **61**, 114001 (2000).
- [87] X. Artru, J. Czyzhevski and H. Yabuki, *Z. Phys. C* **73**, 527 (1997). *Z.Phys. C73(1997),527*
- [88] M. Anselmino *et al.*, *Phys. Rev. D* **71**, 014002 (2005).
- [89] U. D'Alesio, e-Print Archive (hep-ph/0502137).
- [90] B. Q. Ma, I. Schmidt and J.J. Yang , e-Print Archive (hep-ph/0409012).
- [91] D. Boer and P.J. Molders, *Phys. Rev. D* **57**, 5780 (1998); D. Boer, *Phys. Rev. D* **60**, 014012 (1998).
- [92] A.V. Efremov, V. Korotkiyan and O. Teryaev, *Phys. Lett. B* **348**, 577 (1995).
- [93] A. Schäfer, L. Mankiewicz, P. Gornicki and S. Güllenstern, *Phys. Rev. D* **47**, 1 (1993); B. Ehrnsperger, A. Schäfer, W. Greiner and L. Mankiewicz, *Phys. Lett. B* **321**, 121 (1994).
- [94] M. Anselmino, Lectures given at Advanced Study Institute on Symmetries and Spin (PRAHA SPIN 2001), Prague, Czech Republic, 15-28 Jul 2001, e-Print Archive (hep-ph/0201150).
- [95] Y. Kanazawa and Y. Koike, *Phys. Lett. B* **490**, 99 (2000).
- [96] D. Boer, "Theoretical aspects of spin physics", Talk presented at the Ringberg Workshop "New Trends in HERA Physics 2003", Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, September 28 - October 3, 2003, e-Print Archive (hep-ph/0312149).
- [97] A.A. Anselm and M.G. Ryskin, *Z. Phys. C* **68**, 297 (1995).

- [98] L. Zuo-Tang and M. Ta-Chung, *Phys. Rev. D* **49**, 3759 (1994).
- [99] C. Boros, L. Zuo-Tang and M. Ta-Chung, *Phys. Rev. D* **51**, 4698 (1995).
- [100] A. Ahmedov *et al.*, *J. Phys. G* **29**, 521 (2003).
- [101] A.N. Zelenski *et al.*, "Optically-pumped polarized  $H^-$  ion sources for RHIC and HERA colliders", Proceedings of PAC 1999 (1999), page 106.
- [102] O. Jinnouchi *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **675**, 817 (2003).
- [103] J. Tojo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 052302 (2002).
- [104] B. Kopeliovich, *AIP Conf. Proc.* **675**, 740 (2003).
- [105] T.L. Trueman, e-Print Archive (hep-ph/0203013).
- [106] H. Spinka, RHIC Spin Collaboration Meeting, BNL, USA, February 8, 2003.
- [107] W. Guryn, Proceedings of Workshop on Jet Targets at RHIC, January 2000.
- [108] Ya.S. Derbenev *et al.*, *Part. Accel.* **8**, 115 (1978).
- [109] I. Alekseev *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **675**, 812 (2003).
- [110] K.F. Johnson *et al.*, *Phys. Rev. D* **66**, 207 (2002).
- [111] C.E. Allgower *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **499**, 740 (2003).
- [112] G.A. Akopdjanov *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods* **140**, 441 (1977).
- [113] F. Binon *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods* **188**, 507 (1981).
- [114] J. Kiryluk (for the STAR Collaboration), *AIP Conf. Proc.* **675**, 424 (2003).
- [115] L.C. Bland *et al.*, "Proposal for a forward  $\pi^0$  detector at STAR", BNL, 2002.
- [116] J.M. Landgraf *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **499**, 762 (2003).
- [117] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **82**, 74 (1994).
- [118] GEANT3.21, "Detector Description and Simulation Tool", Computing and Networks Division, CERN.
- [119] S.M. Troshin and N.E. Tyurin, e-Print Archive (hep-ph/0510396).
- [120] A.A. Lednev, *Nucl. Instrum. Methods A* **366**, 292 (1995).
- [121] F. James and M. Roos, *Comput. Phys. Commun.* **10**, 343 (1975).
- [122] В.Д. Апокин и др., *ПТЭ* **4**, 23 (1998).
- [123] Д.Л. Адамс и др., Препринт ИФВЭ 97-75, 1997 (Протвино).

- [124] А.П. Мещанин, Внутренний отчет по экспер. PRIMEX, Jefferson Lab., 2001.
- [125] G.G. Ohlsen, P.W. Keaton, *Nucl. Instrum. Methods* **109**, 41 (1973).
- [126] J. Kiryluk (for the STAR Collaboration), Proceedings of the 16th International Spin Physics Symposium, October 11-16, 2004, Trieste, Italy, e-Print Archive (hep-ex/0501072).
- [127] M. Anselmino *et al.*, e-Print Archive (hep-ph/0509035).
- [128] U. D'Alesio, *Proc. of RIKEN BNL Res. Cent. Workshop*, **75**, 39 (2005).

# Список иллюстраций

1.1	Анализирующая способность или асимметрия $A_N$ для двух инклузивных реакций ( $\pi^+$ , $\pi^-$ ) в центральной области при двух значениях импульса поляризованного пучка ( $p_{inc}=13.3$ и $18.5$ ГэВ/ $c$ ) как функция $p_T$ . Эксперимент на AGS в БНЛ. Рисунок из работы [48]. . . . .	11
1.2	Зависимость односпиновой асимметрии $A_N$ от $p_T$ для реакций: слева – $p_\uparrow C(Cu) \rightarrow \pi^+ X$ , справа – $p_\uparrow C(Cu) \rightarrow \pi^- X$ при энергии поляризованных протонов $40$ ГэВ в центральной области ( $\theta_{CM} = 85.4^\circ$ ) и области фрагментации поляризованной частицы ( $\theta_{CM} = 48.0^\circ$ ). Эксперимент ФОДС-2. Рисунки из работы [49]	12
1.3	Асимметрия $A_N$ в реакциях $\pi^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ (пустые окружности) и $\pi^- d_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ (черные квадраты) в зависимости от поперечного импульса $p_T$ [51, 52]. Центральная область. Эксперимент ПРОЗА. . . . .	12
1.4	Асимметрия $A_N$ как функция $p_T$ при $x_F = 0$ для инклузивных реакций: вверху – $p_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ , внизу – $\bar{p}_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ . Эксперимент E704. Рисунки из работы [53]	13
1.5	Зависимость асимметрии $A_N$ от $p_T$ в реакции $p p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ в центральной области. Эксперимент ПРОЗА-М. Рисунок из работы [54]. . . . .	14
1.6	Однос спиновая асимметрия $A_N$ как функция поперечного импульса в реакциях $p_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ и $p_\uparrow p \rightarrow h^\pm X$ в центральной области. Эксперимент PHENIX. Рисунок из работы [55]	14
1.7	Асимметрия инклузивного рождения $\pi^+$ -мезонов (слева) и $\pi^-$ -мезонов (справа) при фиксированных значениях $u$ как функция $x_F$ . Эксперимент на ZGS в АНЛ. Рисунок из работы [57]. . . . .	15
1.8	$A_N$ от $x_F$ для пионов во взаимодействии $p_\uparrow p$ (слева) и взаимодействии $\bar{p}_\uparrow p$ (справа) в области фрагментации поляризованной частицы [58–60]. Эксперимент E704. . . . .	16
1.9	Анализирующая способность $\pi^+$ и $\pi^-$ как функция $x_F$ на углеродной и жидколоводородной мишениах. Эксперимент E925. Рисунок из работы [61].	16
1.10	$A_N$ в зависимости от $x_F$ в реакциях $\pi_\uparrow^- p \rightarrow \pi^0 X$ (слева, эксперимент ПРОЗА-2) и $p_\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ (справа, эксперимент ПРОЗА-М) в области фрагментации поляризованной мишени. Рисунки из работ [62] и [63]. . .	17
1.11	Анализирующая способность $A_N$ как функция $x_F$ в реакциях $p_\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$ в области фрагментации поляризованного пучка. Эксперимент BRAHMS. Рисунок из работы [64]. . . . .	18

1.12 Зависимость $A_N$ от $x_F$ в интервалах а): $p_T^2 = 0 - 0.4 (\text{ГэВ}/c)^2$ , б): $p_T^2 = 0.4 - 1.2 (\text{ГэВ}/c)^2$ . Точки: $\circ$ – реакция $\pi^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ , $\bullet$ – реакция $K^- p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ , $\blacktriangle$ – реакция $\bar{p} p_\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ . Эксперимент ПРОЗА-М. Рисунок из работы [65]. . . . .	18
1.13 Зависимость $A_N$ от $p_T$ при $\theta_{CM} = 104.4^\circ$ в реакциях: $p_\uparrow C(Cu) \rightarrow \pi^+ X$ (слева) и $p_\uparrow C(Cu) \rightarrow \pi^- X$ (справа). Эксперимент ФОДС-2. Рисунки из работы [49]. . . . .	19
1.14 Анализирующая способность $A_N$ как функция $x_F$ в реакции $p_\uparrow p \rightarrow \pi^+ X$ в области фрагментации неполяризованного пучка. Эксперимент BRAHMS. Рисунок из работы [64]. . . . .	19
1.15 Адрон-адронное взаимодействие с инклузивным рождением адрона $h$ .	21
1.16 $A_N$ в реакции $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ при $\sqrt{s} = 19.4 \text{ ГэВ}$ и фиксированном $p_T = 1.5 \text{ ГэВ}/c$ (кинематика эксперимента E704 в области фрагментации пучка). Теоретические кривые рассчитаны в предположении, что вклад дает только механизм Сиверса [66] (слева) и только механизм Коллинза [88] (справа). Данные из [58, 59]. . . . .	23
1.17 Односпиновая асимметрия $A_N$ для реакции $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ при фиксированном значении $x_F$ , как функция от поперечного импульса $p_T$ ; экспериментальные данные при $ x_F  \leq 0.15$ , взяты из [53] – эксперимент E704 в центральной области; кривая показывает теоретическое предсказание для $x_F = 0$ для механизма Сиверса. . . . .	24
1.18 Определение угла Коллинза для фрагментации кварка с импульсом $\mathbf{p}_q$ и поперечной поляризацией $\mathbf{P}_q$ в адрон с импульсом $\mathbf{p}_h = z\mathbf{p}_q + \mathbf{k}_T$ : $\mathbf{P}_q \cdot (\hat{\mathbf{p}}_q \times \hat{\mathbf{k}}_T) = P_q \sin(\varphi_{P_q} - \varphi_h) \equiv P_q \sin \Phi_C$ . . . . .	25
1.19 Слева: односпиновая асимметрия в зависимости от $x_F$ для инклузивного рождения $\pi^+$ и $\pi^-$ -мезонов на поляризованном протонном пучке. Данные взяты из [59]. Справа: односпиновая асимметрия в зависимости от $x_F$ для инклузивного рождения $\pi^0$ -мезонов на пучках поляризованных протонов и антипротонов. Данные взяты из [58]. Теоретическая кривая оценена при $p_T = 1.5 \text{ ГэВ}/c$ . . . . .	28
1.20 Односпиновые асимметрии для инклузивного образования $\pi^+$ и $\pi^-$ -мезонов на пучке протонов в зависимости от поперечного импульса $l_T$ . Теоретические кривые рассчитаны при $x_F = 0.4$ и $\sqrt{S} = 20 \text{ ГэВ}$ . . . . .	28
1.21 Асимметрия как функция $p_T$ в центральной области для реакций $p(\bar{p}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ . Предсказания модели хромо-магнитных струн отображены: сплошной линией для энергии 200 ГэВ (эксперимент E704, данные из [53]), пунктирной линией для энергии 70 ГэВ (эксперимент ПРОЗА-М, данные из [54]). . . . .	31
1.22 Асимметрия как функция $x_F$ в области фрагментации поляризованного пучка для реакций $p(\bar{p}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ . Сплошной линией показана теоретическая кривая. Экспериментальные данные из работ [58, 60] – эксперимент E704. . . . .	31

1.23 Слева: право-левая асимметрия $A_N$ в зависимости от $x_F$ в Берлинской модели [99]. Данные из [58, 59]. Справа: асимметрия $A_N$ в образовании $\pi^+$ (положительные величины) и $\pi^-$ -мезонов (отрицательные значения) в $p_\perp$ взаимодействии при 200 ГэВ/с. Расчеты выполнены для линейной $x$ зависимости поляризации конституентных夸арков. Сплошные линии соответствуют $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle \simeq 0.4$ и пунктирные линии $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle \simeq 0.33$ [81]. Данные из [59]	33
2.1 Схематический вид ускорительного комплекса БНЛ для работы с поляризованными протонами.	36
2.2 Спиновая структура пучков поляризованных протонов в кольцах RHIC. Сверху: распределение направлений поляризации в кольцах по банчам, пустыми клетками показаны незаполненные банчи. Снизу: типичное распределение числа совпадений пучковых счетчиков – мониторов светимости (ПС) от номера банча RHIC.	38
2.3 Схематический вид прототипа ППД в сеансе 2002 года. Вид "по пучку" из точки взаимодействия. Слева: Северный модуль пТЭМК – калориметр на основе свинец-сцинтиллятор; справа, снизу и сверху: Южный, Нижний и Верхний модули соответственно – калориметры из свинцового стекла.	40
2.4 Восточная часть установки STAR (вид сверху) в сеансе 2002 года.	41
2.5 Сечение сцинтилляционных полосок ДМЛ.	41
2.6 Схема системы сбора данных ППД в сеансе 2002 года.	44
2.7 Установка STAR в сеансе 2003 года. Вид сверху.	46
2.8 Матрицы ППД из свинцового стекла в сеансе 2003 года. Вид "по пучку" из точки взаимодействия.	47
2.9 Фотография модуля ППД в сеансе 2003 года изнутри.	48
2.10 Схематический вид ПС эксперимента STAR.	49
2.11 Схема ППД DSM в сеансе 2003 года.	50
3.1 Типичное двух-фотонное событие в ППД 2002 года. Вверху: распределения откликов ДМЛ в зависимости от номера пластины в двух плоскостях. Внизу: распределение откликов в ячейках калориметра пТЭМК.	55
3.2 Распределения по инвариантной массе в событиях, реконструированных в пТЭМК, в различных интервалах по энергии.	56
3.3 Зависимость относительных калибровочных коэффициентов от циклов заполнения RHIC в 12 ячейках калориметра пТЭМК. Все коэффициенты подсчитаны относительно цикла заполнения RHIC 2161	58
3.4 Реконструированная инвариантная масса пары фотонов при $pp$ взаимодействии энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Процедура описана в тексте. Для сравнения, в виде точек показаны данные Монте-Карло. Количество входов для моделирования отнормировано, для сравнения с данными.	59

3.5	Сравнение угловых переменных, данные – гистограмма, точки – моделирование. Вверху – распределение по псевдобыстроте для двух-фотонных событий. Снизу – распределение по азимутальному углу для тех же событий. . . . .	60
3.6	Сравнение кинематических переменных, данные – гистограмма, точки – моделирование. Слева – распределение по $p_T$ для двух-фотонных событий. Справа – распределение по энергии для тех же событий. . . .	61
3.7	Сравнение положений центроидов в ДМЛ, данные – гистограмма, точки – моделирование. Пики с наибольшим энерговыделением соответствуют левому столбцу. Пики в плоскости с горизонтальными (вертикальными) пластинами показаны на верхних (нижних) рисунках. . . .	61
3.8	Вверху – измеренная относительная светимость $R$ для подсчета $A_N$ в зависимости от времени. На горизонтальной оси отложены номера экспозиций в локальной системе сбора данных ППД, на рисунке – номера циклов заполнения RHIC. Внизу – отношение эффективностей системы сбора данных ППД при направлениях спина в Желтом пучке вверх и вниз в зависимости от времени. Также представлен результат фита константой. . . . .	63
3.9	Анализирующая способность в зависимости от $x_F$ для пТЭМК. Заштрихованные окружности соответствуют идентифицированным $\pi^0$ -мезонам. Незаштрихованные окружности представляют полную энергию, зарегистрированную калориметром; значения сдвинуты на $x_F = +0.01$ для наглядности. Внутренние ошибки – статистические, внешние – квадратично просуммированные статистические и систематические. Линии – предсказания теоретических моделей в рамках пертурбативной КХД, вычисленные при $p_T = 1.5$ ГэВ/с. Измеренные значения $A_N$ пропорциональны $A_N^{CNI}$ при 100 ГэВ, которое принималось равным 0.013. Подробности в тексте. . . . .	65
3.10	Предсказание модели "хромо-магнитных струн" для односпиновой асимметрии $\pi^0$ -мезонов в реакции $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $\eta = 3.8$ [76]. Кривая – предсказание, точки – экспериментальные данные. . . .	68
4.1	Типичные события в калориметре ППД для неперекрывающихся (слева) и перекрывающихся (справа) ливней от распада $\pi^0$ -мезона. . . . .	74
4.2	Каркасная сборка вещества перед калориметром: 1 - свинцовая пластина 1.27 см, 2 - алюминий 0.32 см, 3 - свинцовое стекло (вертикально) 3.81 см, 4 - пластина G10 0.15 см, 5 - пластик 0.7 см, 6 - G10 0.3 см, 7 - алюминий 1.31 см. Воздушные зазоры (слева направо) - 0.32 см, 0.32 см, 7.68 см. Поперечные размеры - $30 \times 30$ см <sup>2</sup> . . . . .	75
4.3	Относительный центр тяжести ливня. . . . .	78
4.4	Обобщенная относительная координата центра тяжести ливня. Изменяется в пределах от 0 до 0.5 (единица измерения – число счетчиков). . . .	79
4.5	Поправочная функция "S-кривая" для координаты электрона. Ошибки на рисунке меньше размера значка. . . . .	79

4.6	Двумерные формы ливня для пяти случаев: 3, 9, 23 ГэВ без вещества и 9, 23 ГэВ с веществом. . . . .	80
4.7	"Истинные" координаты точки входа электрона для пяти рассматриваемых случаев. Вдоль оси $y$ отложено число входов, нормированное на единицу. Коэффициент нормировки получен из фита константной функцией. . . . .	81
4.8	Слева: квантовая эффективность фотокатода ФЭУ-84; справа: коэффициент преломления фотокатода; внизу: коэффициент отражения алюминизированного майлара. . . . .	82
4.9	Слева: длина поглощения в свинцовом стекле; справа: коэффициент преломления свинцового стекла. . . . .	83
4.10	Сравнение смоделированных и экспериментальных форм ливня для пяти различных случаев (детали на рисунках). Показаны одномерные сечения профиля вдоль оси $x$ . Фит по данным Монте-Карло не показан, чтобы не перегружать рисунок (он идет точно по точкам гистограммы).	84
4.11	Массовые распределения пар фотонов в 49 счетчиках калориметра ППД при проведении калибровки, отсортированные по максимальному энерговыделению в данном счетчике. Гистограммы отфильтрованы функцией Гаусс + модифицированная Гамма-функция (4.6). Подробности в тексте. . . . .	87
4.12	Разбиение инвариантной массы восстановленных в калориметре ППД пар фотонов по интервалам по энергии. Фит – функция Гаусс + модифицированная Гамма-функция (4.6). . . . .	88
4.13	Слева: зависимости отношения $\frac{M_{\pi^0}}{M_{\gamma\gamma}}$ от $E_{tot}$ для Северо-Восточного, Юго-Восточного и Юго-Западного калориметров из экспериментальных данных до коррекции. Справа: то же для моделирования. . . . .	89
4.14	зависимости отношения $\frac{M_{\pi^0}}{M_{\gamma\gamma}}$ от энергии для Северо-Восточного, Юго-Восточного и Юго-Западного калориметров после коррекции. . . . .	90
4.15	Слева: зависимость от времени значения $M_{\pi^0}/M_{\gamma\gamma}$ , усредненного по четырем энергетическим интервалам (20-25 ГэВ, 25-30 ГэВ, 30-35 ГэВ и 35-40 ГэВ) до коррекции. Справа: корреляция между $P_0$ в каждой экспозиции и средним количеством совпадений ПС в этой экспозиции до коррекции. Ошибки по вертикали – разность количества совпадений в начале и конце экспозиции. . . . .	91
4.16	Слева: зависимость от времени значения $M_{\pi^0}/M_{\gamma\gamma}$ , усредненного по четырем энергетическим интервалам (20-25 ГэВ, 25-30 ГэВ, 30-35 ГэВ и 35-40 ГэВ) после коррекции. Справа: корреляция между $P_0$ в каждой экспозиции и средним количеством совпадений ПС в этой экспозиции после коррекции. Ошибки по вертикали – разность количества совпадений в начале и конце экспозиции. . . . .	91
4.17	Реконструированная инвариантная масса пары фотонов в калориметрах ППД. Процедура описана в тексте. Точкаами показаны экспериментальные данные, гистограммой – моделирования. Количество событий в Монте-Карло отнормировано по интегральному числу экспериментальных событий. . . . .	93

4.18	Распределения по псевдобыстроте реконструированных $\pi^0$ -мезонов в пяти интервалах по энергии. Точками показаны экспериментальные данные, гистограммой – моделирования. Количество событий в Монтре-Карло отнормировано по интегральному числу экспериментальных событий. . . . .	93
4.19	Распределения по азимутальному углу реконструированных $\pi^0$ -мезонов в пяти интервалах по энергии. Точками показаны экспериментальные данные, гистограммой – моделирования. Количество событий в Монтре-Карло отнормировано по интегральному числу экспериментальных событий. . . . .	94
4.20	Поляризация в кольцах RHIC в сеансе 2003 года, как функция от времени. Слева: в Синем кольце, справа: в Желтом. . . . .	95
4.21	Зависимость относительной светимости от времени в сеансе 2003 года. Окружности – Желтый пучок, прямоугольники – Синий. . . . .	97
4.22	Анализирующая способность $\pi^0$ мезонов как функция $x_F$ . Данные сеанса 2003 г. Незаштрихованные окружности – асимметрия для модуля ЮЗ ППД, значения сдвинуты на $x_F = +0.1$ для наглядности; заштрихованные – асимметрия, полученная методом геометрического среднего для модулей СВ и ЮВ. . . . .	99
4.23	Окончательный результат для анализирующей способности $\pi^0$ мезонов как функция $x_F$ . Данные сеанса 2003 г. Точки – усредненные значения, измеренные двумя независимыми методами. Внутренние ошибки – статистические, внешние – статистические и систематические, сложенные квадратично. . . . .	100
4.24	Зависимость $x_F$ от $p_T$ нейтральных пионов, зарегистрированных ППД в сеансах 2002 и 2003 годов. Точками показаны корреляция $\langle p_T \rangle$ и $\langle x_F \rangle$ для $\langle \eta \rangle = 3.8$ (сеанс 2002 года), линией – для $\langle \eta \rangle = 4.1$ (сеанс 2003 года). . . . .	102
4.25	Слева: максимальные вклады в $A_N$ как функция $x_F$ для реакции $p \uparrow p \rightarrow \pi^+ X$ и кинематической области E704; линии: сплошная – отдельно кварковый механизм Сиверса, штрихованная – отдельно глюонный механизм Сиверса, пунктирная – свертка поперечной функции распределения $h1$ и функции Коллинза; рисунок из работы [127]. Справа: максимальные вклады в $A_N$ как функция $x_F$ для реакции $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ и кинематической области STAR; линии: сплошная – отдельно кварковый механизм Сиверса, штрихованная – отдельно глюонный механизм Сиверса, пунктирная – свертка поперечной функции распределения $h1$ и функции Коллинза; рисунок из работы [127]. . . . .	103
4.26	Слева: асимметрия $A_N$ как функция от $x_F$ в реакции $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ при $ \eta  = 4.1$ и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, измеренная ППД; точки – экспериментальные данные сеанса 2003 года, кривые – теоретическое предсказание в рамках модели Сиверса; рисунок из работы [128]. Справа: максимальные вклады в $A_N$ как функция $x_F$ для реакции $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ в области $x_F < 0$ в эксперименте STAR; линии: вверху – глюонная функция Сиверса, внизу – кварковая функция Сиверса; рисунок из работы [128]. . . . .	104

# Список таблиц

3.1	Состояние поляризации и заполнения банчей в кольцах RHIC в зависимости от битов-идентификаторов спина в сеансе 2002 года. . . . .	62
3.2	Анализирующая способность $\pi^0$ и полной энергии в калориметре во взаимодействии $p_{\uparrow}p$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в области фрагментации поляризованного пучка. . . . .	66
3.3	Результаты измерений $A_N$ в области фрагментации поляризованных протонов в трех экспериментах. . . . .	67
4.1	Параметры параметризации формы ливня. Эксперимент и Монте-Карло. . . . .	85
4.2	Состояние поляризации и заполнения банчей в кольцах RHIC в зависимости от битов-идентификаторов спина в сеансе 2003 года. . . . .	96
4.3	Анализирующая способность $\pi^0$ во взаимодействии $p_{\uparrow}p$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в областях фрагментации поляризованного и неполяризованного пучков. Данные сеанса 2003 г. . . . .	101
A.1	Термины и аббревиатуры принятые в англоязычной литературе и сотрудничестве STAR. . . . .	124

# Приложение А

Таблица А.1: Термины и аббревиатуры принятые в англоязычной литературе и со-трудничестве STAR.

Русскоязычный вариант	Англоязычный эквивалент
ППД – Передний Пионный Детектор	FPD – Forward Pion Detector
ДМЛ – Детектор Максимума Ливня	SMD – Shower Maximum Detector
ДПРЛ – Детектор Предварительного Развития Ливня	Preshower Detector
ИПИОН – Источник Поляризованных Ионов с Оптической Накачкой	OPPIS – Optically Pumped Polarized Ion Source
ЛУ – Линейный Ускоритель	LINAC – LINnear ACcelerator
КЯИ – Кулон-Ядерная Интерференция	CNI – Coulomb-Nuclear Interference
Спиновая Структура Пучка	Spin Pattern
Спектросмещающее Волокно	WLS Fiber – WaveLenght Shifting Fiber
Компоновщик событий	EVB – EVent Builder
Экспозиция	Run
Пустой Промежуток	Abort Gap
ТЭМК – Торцевой ЭлектроMагнитный Калориметр	EEMC – End-cap Electro-Magnetic Calorimeter
ПС – Пучковый Счетчик – монитор светимости	BBC – Beam-Beam Counter
Цикл Заполнения Колец	Store (Fill)
ВПК – Время-Проекционная Камера	TPC – Time Projection Chamber
”маркер”	”token”
Область Пересечения Пучков	Diamond