

Государственный научный центр Российской Федерации
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.1.07

На правах рукописи

Мочалов Василий Вадимович

Односпиновая асимметрия инклюзивного
образования π^0 мезонов в центральной области и
области фрагментации поляризованной мишени при
энергии 40 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 2003 г.

Оглавление

Введение	4
1 Экспериментальные и теоретические исследования поляризационных эффектов в адронных взаимодействиях при высоких энергиях	9
1.1 Спинозависящие структурные функции нуклонов	10
1.2 Экспериментальные результаты по исследованию односпиновой асимметрии A_N инклюзивных процессов.	14
1.2.1 Экспериментальные результаты по односпиновой асимметрии в области фрагментации поляризованной частицы	15
1.2.2 Экспериментальные результаты по односпиновой асимметрии в центральной области	17
1.3 Теоретические модели, в которых сделана попытка объяснить возникновение односпиновой асимметрии.	18
1.3.1 Модели с дополнительным поперечным моментом.	20
1.3.2 Вклад высших твистов	25
1.3.3 Модели с орбитальным моментом	27
1.3.4 Другие модели	30
2 Общая постановка экспериментов.	31
2.1 Организация вывода пучка	33
2.1.1 Формирование пучка вторичных отрицательных частиц от внутренней мишени	33
2.1.2 Канал частиц	33
2.1.3 Вывод протонов с импульсом 70 ГэВ/с.	34
2.1.4 Аппаратура регистрации частиц пучка.	35
2.1.5 Характеристики выведенных пучков.	36
2.2 Поляризованная мишень	40
2.3 Электромагнитный калориметр	41
2.3.1 Конструкция	42
2.3.2 Счетчики с радиаторами из свинцового стекла, источники высоковольтного питания	43
2.3.3 Мониторирование энергетической шкалы	44
2.3.4 Калибровка электромагнитных калориметров	45
2.4 Электронная аппаратура, триггер на поперечный импульс p_T	48
2.4.1 Организация триггера	48

2.5	Система сбора данных и обработка данных “в линию” и вне “линии” . . .	51
2.5.1	Архитектура программ обработки данных	52
2.5.2	Обработка данных “в линию” и “вне линии”	54
3	Исследование односпиновой асимметрии в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при 40 ГэВ	57
3.1	Постановка эксперимента	57
3.2	Анализ данных	58
3.2.1	Алгоритм вычисления асимметрии	59
3.2.2	Алгоритм вычисления фактора разбавления	60
3.3	Экспериментальные результаты	62
3.3.1	Исследование ложной асимметрии.	62
3.4	Обсуждение результатов	65
3.4.1	Сравнение с другими экспериментальными данными	66
3.4.2	Предсказания теоретических моделей	66
3.5	Выводы по данной главе	67
4	Исследование односпиновой асимметрии в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при 40 ГэВ	68
4.1	Постановка эксперимента	68
4.2	Анализ данных	70
4.2.1	Моделирование развития электромагнитных ливней с низкой энергией в калориметре	71
4.2.2	Регистрация π^0 -мезонов	74
4.2.3	Алгоритм получения асимметрии	76
4.2.4	Анализ ложной асимметрии	78
4.3	Результаты по асимметрии	79
4.4	Обсуждение результатов	80
4.4.1	Сравнение с другими экспериментальными данными	80
4.4.2	Сравнение с теоретическими моделями	81
4.5	Выводы по данной главе	81
5	Исследование односпиновой асимметрии в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в при $x_F \sim 0$ при энергии протонного пучка 70 ГэВ	83
5.1	Постановка эксперимента	84
5.1.1	Анализ работы цифрового триггера	85
5.2	Анализ экспериментальных данных	87
5.2.1	Алгоритм разделения перекрывающихся ливней	87
5.2.2	Спектры восстановленных частиц	89
5.3	Результаты по асимметрии	90
5.3.1	Определение фактора разбавления	92
5.3.2	Результаты	93
5.4	Обсуждение результатов	93
5.4.1	Сравнение с другими экспериментальными данными	93
5.4.2	Сравнение с теоретическими моделями	95

5.5	Выводы по данной главе	96
6	Поиск общих закономерностей в инклюзивном рождении π-мезонов в диапазоне энергий от 10 до 200 ГэВ	97
6.1	Односпиновая асимметрия A_N инклюзивного рождения π^+ мезонов при энергиях от 10 до 200 ГэВ	99
6.1.1	Измерения в БНЛ при 13.3 и 18.5 ГэВ	100
6.1.2	Измерения в ИФВЭ при 40 ГэВ	101
6.2	Односпиновые асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов.	101
6.2.1	Измерения в реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	101
6.2.2	Измерения в реакции $p_{\uparrow}(\bar{p}_{\uparrow}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ при 200 ГэВ.	102
6.3	Измерение асимметрии в инклюзивном рождении π^- -мезонов.	102
6.4	Односпиновые асимметрии в реакции $\bar{p}_{\uparrow}p \rightarrow \pi^{\pm} + X$ при 200 ГэВ	103
6.5	Обсуждение результатов	104
6.5.1	Обсуждение данного результата в рамках модели конститuentных кварков	106
6.6	Выводы по данной главе	107
	Заключение	108
	Список литературы	113
	Список иллюстраций	125
	Список таблиц	131
A	Результаты экспериментов по измерению односпиновой асимметрии.	133

Введение

Понятие спина является фундаментальной характеристикой элементарных частиц. В течение тридцати лет после открытия спина его изучение проходило только в молекулярной и атомной физике. Введение спина позволило объяснить тонкую структуру атомных спектров и периодическую таблицу элементов, а позже эффект Штерна-Герлаха. Спиновые измерения всегда проверяли теорию глубже, чем неполяризованные величины, так как спин является квантово-механической и релятивистской характеристикой взаимодействия частиц, которую трудно описать классическими моделями.

Среди спиновых измерений односпиновые асимметрии при высоких энергиях с участием нуклонов являются наиболее загадочными и интересными. Многие из них наблюдаемы и значительны по величине, их причина связана с новыми и трудноуловимыми характеристиками партонной адронизации и/или функций распределения. Спиновые явления являются типичным случаем, когда простота взаимодействий на малых расстояниях не запоминается наблюдаемыми на дальних расстояниях. Учет спиновых эффектов позволяет правильно описать электромагнитные процессы. В то же время в сильном взаимодействии учет спина частиц, как считалось, является несущественным усложнением в теории, а его вклад мал. С точки зрения пертурбативной квантовой хромодинамики при больших энергиях (и больших поперечных импульсах) односпиновые эффекты должны стремиться к нулю.

Но уже первые эксперименты с поляризованными мишенями опровергли это предположение. Были обнаружены значительные асимметрии в упругих реакциях и реакциях перезарядки, поляризация гиперонов. Неслучайно, в 70-е – 90-е годы было проведено несколько экспериментов, в которых была обнаружена большая величина односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π -мезонов.

Наивная картина понимания структуры адронов была полностью разрушена после того, как эксперименты по глубоко-неупругому рассеянию лептонов на поляризованных протонах выявили, что спин нуклона не является простой суммой спина кварков, что необходимо учитывать вклад глюонов и/или орбитального движения.

Актуальность изучаемых задач

Экспериментальные исследования с поляризованными частицами в настоящее время ведутся в большинстве центров по физике высоких энергий. Поляризованные пучки частиц используются для того, чтобы понять динамику сильного взаимодействия и структуру нуклонов. В настоящее время нет теоретической модели, которая мог-

ла бы полностью объяснить все имеющиеся поляризационные результаты, поэтому любые новые экспериментальные данные способствуют дальнейшему развитию теоретических моделей.

Измерения в центральной области, где определяется зависимость асимметрии от поперечного импульса, представляют особый интерес, так как большинство моделей предсказывают уменьшение асимметрии с ростом поперечного импульса. Измерения в области фрагментации поляризованной частицы необходимы для выбора между существующими теоретическими моделями.

Данная работа существенно увеличивает объем экспериментальной информации по измерению односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов.

Цель работы

Целью диссертации является измерение односпиновой асимметрии в инклюзивном рождении нейтральных мезонов в различных кинематических областях при энергиях 40 и 70 ГэВ, сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными и теоретическими моделями, поиск общих закономерностей поведения асимметрии в процессах инклюзивного рождения π -мезонов. В работу вошли измерения, проведенные в течение 15-ти лет на ускорителе ИФВЭ на трех модификациях экспериментальной установки ПРОЗА-М, в разных кинематических областях в четырех различных реакциях.

При выполнении работы была измерена лево-правая асимметрия в реакциях:

$$\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X \quad (1)$$

$$\pi^- + p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \eta + X \quad (2)$$

$$p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X \quad (3)$$

в центральной области, то есть под углом 90° в системе центра масс, и в реакции

$$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X \quad (4)$$

в области фрагментации поляризованной протонной мишени.

Научная новизна и практическая ценность работы

При выполнении данной работы были получены следующие новые результаты:

- Впервые в мире проведено измерение асимметрии A_N инклюзивного рождения π^0 -мезонов на поляризованной дейтериевой мишени.
- Впервые измерена асимметрия инклюзивного образования η -мезонов.
- Впервые измерена A_N в области фрагментации поляризованной мишени.

Результаты измерений по всем перечисленным выше пунктам сравниваются с проведенными ранее измерениями асимметрии в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области и с результатами в области фрагментации поляризованного протонного пучка.

- Проведено измерение односпиновой асимметрии π^0 -мезонов в центральной области при 70 ГэВ, дополняющие результаты исследований в ЦЕРН при 24 ГэВ и ФНАЛ при 200 ГэВ, между которыми существует несоответствие.
- Проведен анализ всех экспериментальных данных по измерению асимметрии инклюзивного рождения π -мезонов в зависимости от энергии в системе центра масс с целью поиска общих закономерностей, обнаружен универсальный порог появления асимметрии.

В работе представлены результаты четырех измерений асимметрии при трех различных модификациях экспериментальной установки ПРОЗА-М в инклюзивном рождении π^0 и η -мезонов в разных кинематических областях для двух энергий и разных сортов частиц пучка. При этом, существует всего шесть других различных измерений асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов и только один результат по асимметрии η -мезонов, полученный после опубликования представляемых в диссертации результатов.

Следующие результаты, полученные при выполнении данной работы, имеют *практическую ценность*:

- Для правильного восстановления энергий γ -квантов низких энергий было проведено моделирование и подготовлен пакет программ, позволяющий учесть потери света при регистрации и реконструкции электромагнитных ливней. Проведено исследование зависимости восстановленной энергии гамма-квантов и их координат в зависимости от угла падения частиц на детектор. Подготовлен алгоритм, позволяющий учесть потери энергии при регистрации.
- Предложен и разработан метод измерения односпиновой асимметрии π^0 -мезонов одноплечевым детектором в случае нестабильной работы установки по асимметрии пар γ -квантов вне массового пика π^0 - и η -мезонов.
- Результаты исследований в области фрагментации поляризованного протона приводят к выводу, что реакция $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$ может использоваться для измерения поляризации поляризованного протонного пучка.
- Для проведения исследований в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ впервые для ускорителя с жесткой фокусировкой протонный пучок был выведен с помощью монокристалла непосредственно из вакуумной камеры. В настоящее время метод используется для вывода пучка на несколько детекторов ускорительного комплекса У-70.

Накоплен большой опыт работы с протонным пучком, подготовлен режим, в котором характеристики выведенного протонного пучка стабильны.

На защиту выносятся

- Результаты по измерению односпиновой асимметрии A_N в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области (под углом 90° в системе центра масс) при импульсе частиц пучка 40 ГэВ/с.
- Результаты по измерению A_N в реакции $\pi^- + p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \eta + X$ в центральной области.
- Результаты измерения односпиновой асимметрии в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при импульсе частиц пучка 40 ГэВ/с.
- Результаты по измерению A_N в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при энергии пучка 70 ГэВ.
- Метод измерения односпиновой асимметрии нейтральных мезонов в случае одноплечевого детектора и при нестабильной работе установки.
- Обнаружение универсального порога появления односпиновой асимметрии инклюзивного образования π -мезонов от энергии вторичной частицы в системе центра масс в экспериментах на фиксированной мишени в диапазоне энергий от 13 до 200 ГэВ.

Основные публикации и апробация работы

Результаты, приведенные в диссертации, опубликованы в работах [1]–[16], а именно, опубликованы [2] и приняты к публикации [10]–[12] в журнале “Ядерная Физика”, опубликованы в журналах “Приборы и техника эксперимента” [5, 8], Physics Letters B [4], приняты к публикации в журнал Physical Review [13], опубликованы в трудах международных конференций SPIN-88 [1] и SPIN-98 [7], международных семинаров SPIN-89 [3] и SPIN-2003 [15, 16], препринтах ГНЦ ИФВЭ [6, 9], Результаты также докладывались на международной школе по спиновым явлениям [14], международных семинарах, сессии отделения физики РАН, семинарах ОЭФ ГНЦ ИФВЭ, ОИЯИ Мичиганского Университета.

Апробация диссертации прошла в ГНЦ ИФВЭ 27 августа 2003 г.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

В **Главе 1** содержится обзор существующих экспериментальных данных по односпиновой асимметрии и теоретических моделей, в рамках которых можно объяснить ее появление.

Глава 2 содержит описание общих особенностей детекторов экспериментальных установок, на которых были получены представляемые данные. Приведены характеристики используемого пучка, мишени, электроники системы сбора данных, детекторов и мониторинговой системы, коротко описана система обработки данных.

В **Главе 3** представлены результаты измерений односпиновой асимметрии в реакциях $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ и $\pi^- + p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \eta + X$ в центральной области при импульсе частиц пучка 40 ГэВ/с. Приведено сравнение полученных результатов с данными в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при тех же условиях.

В **Главе 4** проводится исследование асимметрии π^0 -мезонов в области фрагментации поляризованной протонной мишени на пучке π^- -мезонов при 40 ГэВ. Приведены результаты моделирования черенковского света в веществе и метод вычисления асимметрии в одноплечевом детекторе при нестабильной работе установки.

Глава 5 посвящена результатам исследований в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при импульсе протонного пучка 70 ГэВ/с.

В **главах 3-5** приведено сравнение полученных результатов с другими экспериментальными данными и предсказаниями теоретических моделей.

В **Главе 6** проводится сравнение всех представляемых данных, а также изучаются общие закономерности результатов поляризационных экспериментов на фиксированной мишени в диапазоне от 13 до 200 ГэВ. Обсуждается универсальность порога возникновения асимметрии в экспериментах на фиксированной мишени.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Диссертация содержит 135 страниц, в том числе 75 рисунков и 27 таблиц. Библиография включает 191 наименование.

Глава 1

Экспериментальные и теоретические исследования поляризационных эффектов в адронных взаимодействиях при высоких энергиях

Интерес к исследованию спиновых явлений в адрон-адронных взаимодействиях связан с возможностью изучения структуры адронов и динамики взаимодействия структурных составляющих адронов – кварков и глюонов, имеющих ненулевой спин.

Понятие спина является фундаментальной характеристикой элементарных частиц наравне с ее массой и зарядом. Спин – это квантовомеханическая 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%) [17]. При таких малых в наше время энергиях наибольшее значение поляризации возникало при дифракционном рассеянии на ядрах и слабо зависело от энергии [18]. Важным шагом явилось создание продольно поляризованного протонного пучка [19]. Уже в 1965 году впервые был использован метод измерения поляризации в области кулон-ядерной интерференции [20], который в настоящее время используется во многих экспериментах. Еще в 1967 году были проведены первые измерения асимметрии образования π^+ -мезонов в протон-протонных столкновениях [21].

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 $\approx 15-20\%$ [22, 23]. Последующие эксперименты в ЦЕРН[24] и США[25] 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 мишеней 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 и энергии 28 ГэВ; при этом не наблюдается зеркальной симметрии между поляризациями частиц и античастиц [26] - [32];
- сильная зависимость углового распределения pp -рассеяния от ориентации спинов в начальном состоянии (аргонский эффект) при энергии 12 ГэВ: $d\sigma(\uparrow\uparrow)/d\sigma(\downarrow\uparrow) = 4$ [33, 34];
- обнаружение значительной поляризации гиперонов в инклюзивных процессах, причем величина поляризации (более 20%) остается неизменной в диапазоне энергий от 12 до 2000 ГэВ (эквивалентная энергия в лабораторной системе) [35]-[48]; недавно представленные сотрудничеством WA-89 результаты по измерению поляризации Λ -гиперонов на Σ пучке показали неожиданную зависимость поведения поляризации (изменение знака) от поперечного импульса [49];
- обнаружение значительной односпиновой асимметрии при больших переданных импульсах на установке ПРОЗА (Протвино) в эксклюзивных зарядовообменных реакциях $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0(\eta, \omega, f) + n$ [50] - [57];
- значительные односпиновые асимметрии в инклюзивном образовании пионов при энергиях до 200 ГэВ, которые будут подробнее рассмотрены в (1.2);
- 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, что будет подробнее рассмотрено в следующем разделе.

1.1 Спинозависящие структурные функции нуклонов

Важными теоретическими предсказаниями для зависящих от спина структурных функций нуклона g_1 являются правила сумм. В кварк-партоновой модели одним из

основополагающим является правило сумм Бьеркена для первых моментов спиновой структурной функции протона $\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx$ и нейтрона Γ_1^n , полученное первоначально из алгебры токов и изоспиновой инвариантности [58]

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right|. \quad (1.1)$$

Эллис и Джаффе [59] предложили свое правило сумм, которое, предполагая точное выполнение $SU(3)$ симметрии, может быть записано как:

$$\Gamma_1^{p(n)} = +(-) \frac{1}{12} (F + D) + \frac{5}{36} (3F - D) + \frac{1}{3} a_s. \quad (1.2)$$

через константы связи F и D , полученные из нейтронного и гиперонного β -распада [59].

При дополнительном предположении $a_s = 0$, которое означает в кварк-партонной модели, что $\Delta s = 0$, они получили численные предсказания для значений Γ_1^p и Γ_1^n .

Впервые исследование поляризационных эффектов в рассеянии электронов на протонах было выполнено в СЛАК сотрудничествами E80 и E130 [60, 61]. Данные эксперименты обнаружили существенные асимметрии глубоко-неупругого рассеяния электронов на протонах, результаты не противоречили правилу сумм Эллиса-Джаффе.

Однако проведенный позднее эксперимент ЕМС в ЦЕРН [62] при более высоких энергиях обнаружил в рассеянии поляризованных мюонов на поляризованных протонах отклонение от правила сумм Эллиса-Джаффе [59]. С точки зрения кварк-партонной модели это означало, что вклад кварков в спин протона мал. Данный результат стимулировал новые эксперименты по рассеянию поляризованных лептонов, перед которыми ставились следующие задачи:

1. измерение спин-зависящей структурной функции протона g_1^p с хорошей точностью и широком кинематическом диапазоне;
2. оценка первого момента спиновой структурной функции протона $\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx$;
3. подобные же измерения с поляризованными дейтериевой и гелиевой мишенями для измерения нейтронной структурной функции и проверки правила сумм Бьеркена $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ [58];
4. измерение спиново-зависящей структурной функции g_2 протона и нейтрона;
5. исследование полу-инклюзивных процессов для определения вклада морских кварков в спин нуклона.

Исследования проводились в СЛАК в экспериментах E142 [63] (при энергии пучка $E_e \sim 19, 23, 26$ GeV, мишень ^3He), E143 [64, 65] (при энергиях $E_e \sim 9, 16, 29$ GeV, водородная и дейтериевая мишени) и E154 ($E_e \sim 48$ GeV, мишень ^3He). Недавно появились результаты эксперимента HERMES [66]. Детальное изучение проводилось в эксперименте SMC [67, 68, 69].

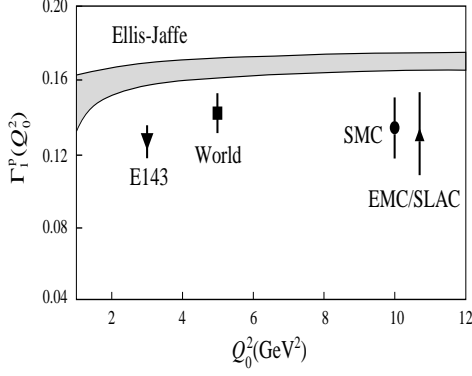


Рис. 1.1: Сравнение экспериментальных результатов по измерению Γ_1^p с правилом сумм Эллиса–Джаффе. Рисунок из [69].

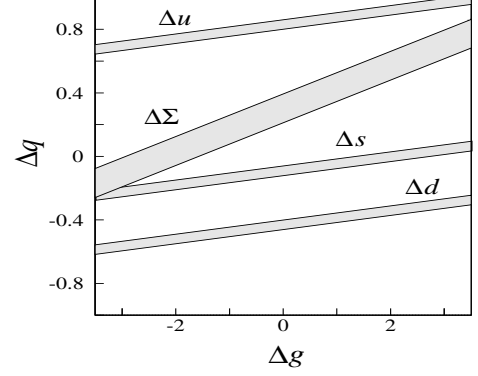


Рис. 1.2: Вклад кварков в спин протона как функция от аномального вклада глюонов при $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ в АВ схеме. Рисунок из [69].

Результаты эксперимента SMC по проверке правил сумм приведено в **Таблице 1.1**. Суммарный результат для первого момента функции g_1^p по нескольким экспериментам [60, 62, 64] приведен на **Рис. 1.1** и равен

$$\Gamma_1^p(Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2) = 0.141 \pm 0.011 \quad (\text{All proton data}) . \quad (1.3)$$

Эксперимент SMC также проверил правило сумм Бьеркена и получил [69]:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.183 \pm 0.034 \quad (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) , \quad (1.4)$$

Теоретические предсказания при тех же самых значениях Q^2 , с учетом пертурбативных поправок в КХД до $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ и предполагая три поколения кварков [70] дают значение $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.186 \pm 0.002$.

Таким образом, SMC обнаружил выполнение правил сумм Бьеркена и невыполнение правила сумм Эллиса–Джаффе. Однако правило сумм Эллиса–Джаффе намного менее строгое, так как основано на предположении, что строго выполняется SU(3) симметрия от сорта кварков и $a_s = 0$.

Важным результатом измерений глубоко неупругого рассеяния является определение вклада спина кварков в спин нуклона, который может быть записан как

$$S_z = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q + \Delta g + L_g = \frac{1}{2} , \quad (1.5)$$

где $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$ и Δg вклад спина кварков и глюонов в спин нуклона, L_q и L_g – вклад их орбитального момента [71]. Зависимость вклада углового момента от Q^2 в низших порядках изучалась в работе [72]. Было показано, что в асимптотическом пределе ($Q^2 \rightarrow \infty$) вклады $(\frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q)$ и $(\Delta g + L_g)$ должны быть примерно равны и равняться $\sim 1/4$.

Таблица 1.1: Правила сумм Эллиса–Джаффе и Бьеркена и сравнение их с экспериментальными данными [69]

Эксперимент/Теория	Γ_1^p	$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$
$Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$		
SMC	0.136 ± 0.016	0.183 ± 0.034
Эллис-Джаффе/Бьеркен	0.170 ± 0.004	0.187 ± 0.002
$Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$		
SMC	0.132 ± 0.017	0.181 ± 0.035
Эллис-Джаффе/Бьеркен	0.167 ± 0.005	0.181 ± 0.003

Анализ экспериментальных данных с разных экспериментов дают приблизительно одинаковый результат. В качестве примера можно рассмотреть данные эксперимента SMC, где измерения были проведены с хорошей точностью [69]:

$$a_0 = 0.29 \pm 0.06 \quad , \quad a_u = 0.82 \pm 0.02 \quad , \\ a_d = -0.43 \pm 0.02 \quad , \quad a_s = -0.10 \pm 0.02 \quad .$$

В наивной кварк-партонной модели $\Delta g = L_g = 0$ и $\Delta \Sigma = a_0$. В этом случае полученные результаты означают, что только малая часть спина протона определяется спином кварков. Кроме того, данный результат противоречит предположению Эллиса-Джаффе, что $\Delta s = a_s = 0$, что соответствует $\Delta \Sigma = a_8 \simeq 0.57$ с учетом того, что L_q равно примерно половине полного углового момента.

В КХД a_0 отличается от $\Delta \Sigma$ модельно-зависимым образом. В схеме факторизации Адлер(Adler)– Бардин (Bardeen) [73, 74] определение $\Delta \Sigma$ и различных вкладов Δq_i относительно измеряемых величин a_0 и a_i требует введения аномального глюонного вклада Δg [75, 76, 77]:

$$a_0(Q^2) = \Delta \Sigma - n_f \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta g(Q^2); \quad a_i = \Delta q_i - \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta g(Q^2) \quad (i = u, d, s) \quad . \quad (1.6)$$

В такой схеме Δq_i не зависит от Q^2 . Разрешенные величины $\Delta \Sigma$ и Δq_i показаны на **Рис. 1.2** в зависимости от Δg (1.6). Значения $\Delta s = 0$ и $\Delta \Sigma \sim 0.57$ соответствуют $\Delta g(Q^2) \approx 2$ при $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$. Тем не менее Δg может быть меньше ввиду конечной массы кварка и возможно пренебрежимо малого вклада чарма в соответствии с работой [78].

Оценки вклада глюонов в спин протона в настоящее время противоречивы. Так на основании одних и тех же экспериментальных данных получены разные оценки на Δg . Если в работе[79] обсуждается $\Delta g = 0.8 \pm 0.43$ и соответственно отрицательное значение орбитального момента, то в работе [80] Δg принимает небольшое отрицательное значение.

Прямое измерение глюонного вклада в спин протона в настоящее время является одной из основных задач современных экспериментов наряду с измерением вклада орбитального момента.

Одним из возможных способов оценки вклада глюонной компоненты в спин кварка является измерение двухспиновых асимметрий образования нейтральных мезонов A_{LL} . Первые измерения A_{LL} были проведены в эксперименте E704 [81] и в экспериментах на RHIC. В эксперименте E704 асимметрия A_{LL} в пределах ошибок, так же как и в недавно представленных предварительных результатах эксперимента PHENIX [82], близка к нулю или имеет небольшое по величине отрицательное значение.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию партонных функций с помощью глубоко-неупругого комптоновского рассеяния (DVCS), изучая которое предполагается оценить вклад орбитального момента в спин нуклона [83].

1.2 Экспериментальные результаты по исследованию односпиновой асимметрии A_N инклюзивных процессов.

С точки зрения пертурбативной квантовой хромодинамики при больших энергиях и больших переданных импульсах поперечные односпиновые эффекты должны были бы стремиться к нулю. Но уже первые эксперименты с поляризованными мишенями опровергли это ожидание. Были обнаружены значительные асимметрии в упругих реакциях и реакциях перезарядки.

Физически наблюдаемая величина, односпиновая асимметрия A_N определяется как

$$A_N(x_F, p_T) = \frac{1}{P_{target}} \frac{1}{\langle \cos\phi \rangle} \cdot \frac{d\sigma_{\uparrow}^H(x_F, p_T) - d\sigma_{\downarrow}^H(x_F, p_T)}{d\sigma_{\uparrow}^H(x_F, p_T) + d\sigma_{\downarrow}^H(x_F, p_T)}, \quad (1.7)$$

где P_{target} – поляризация мишени, $\cos\phi$ – азимутальный угол между нормалью к плоскости, задаваемой вектором поляризации мишени и направлением вылета π^0 -мезона, и осью пучка, $d\sigma_{\uparrow}^H$ и $d\sigma_{\downarrow}^H$ – инвариантные дифференциальные сечения образования π^0 -мезонов на водороде при противоположных значениях поляризации мишени.

Существуют два способа измерения односпиновой асимметрии A_N в адрон-адронных экспериментах с фиксированной мишенью:

- 1) поперечно-поляризованный пучок протонов взаимодействует с водородной или ядерной мишенью;
- 2) поперечно-поляризованная водородная мишень “облучается” пучком обычных, неполяризованных протонов.

В обоих способах с помощью детектора определяется нормированная разность сечений инклюзивного образования частицы при двух знаках поляризации. Очевидно, что с точки зрения получаемой информации оба метода эквивалентны.

Преимуществом первого метода является чистота поляризованного пучка. Хотя измерения с поляризованной мишенью и имеют тот недостаток, что требуется вводить поправки, связанные с составом самой мишени, данный метод имеет некоторое

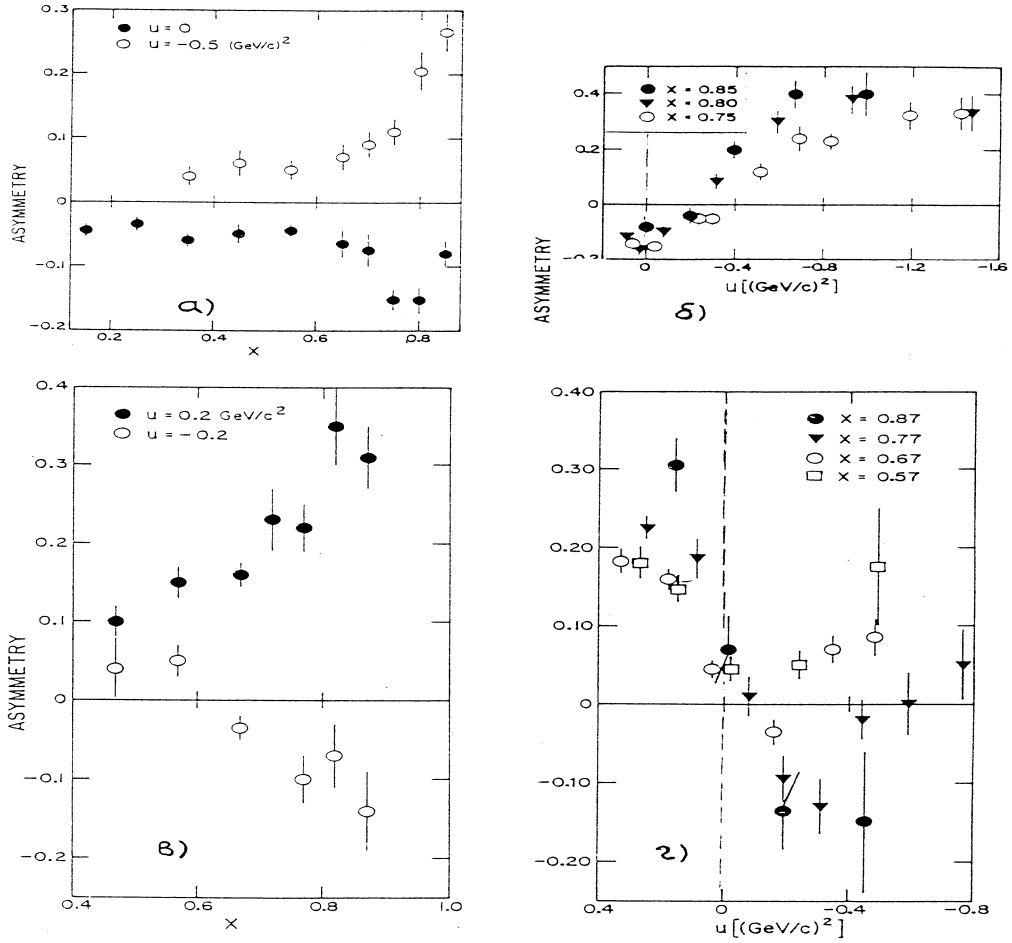


Рис. 1.3: Асимметрия в рождении π^+ -мезонов в зависимости: а) от x_F и б) от u ; в, г) то же самое для π^- -мезонов [85].

преимущество над поляризованным пучком: здесь можно менять состав падающего на мишень пучка с протонов на π^- , K -мезоны и другие частицы.

Наиболее точные данные по односпиновой асимметрии A_N инклюзивного рождения частиц получены на поляризованных пучках протонов.

1.2.1 Экспериментальные результаты по односпиновой асимметрии в области фрагментации поляризованной частицы

Рассмотрим основные результаты в измерении асимметрии в области фрагментации поляризованного пучка.

1. В Аргонне измерялась асимметрия при энергиях 6 [84] и 12 [85] ГэВ. На **Рис. 1.3а** представлена $A_N(\pi^+)$ в зависимости от x_F . Если в области $x_F < 0,7$ асимметрия мала ($\leq 10\%$) и слабо зависит от x_F , то, начиная с $x_F = 0,7$, асимметрия растет и

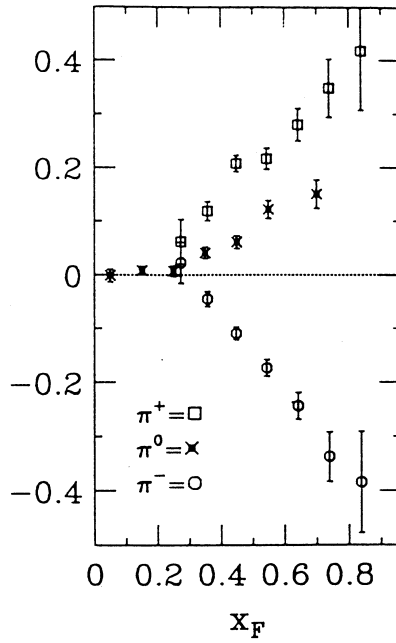


Рис. 1.4: A_N от x_F для π^+ и π^- -мезонов, проинтегрированная в интервале $p_T = 0.7$ - 2.0 ГэВ/с. Здесь же показана A_N для π^0 -мезонов [86, 87].

доходит до 40% (при $x_F \simeq 0.85$). Те же закономерности наблюдаются и для π^- -мезонов (см. **Рис. 1.3 б**). Отличие заключается в том, что $A_N(\pi^-)$ имеет знак, противоположный $A_N(\pi^+)$. Наблюдается сложная u -зависимость асимметрии в области больших x_F (см. **Рис. 1.3 б, г**).

2. Эксперимент во ФНАЛ при энергии 200 ГэВ [86, 87] и $x_F=0.2$ - 0.9 выполнен сотрудничеством E704 в 1990 году. Зависимость A_N от x_F для π^+ -, π^- - и π^0 -мезонов представлена на **Рис. 1.4**. Асимметрия π^+ -мезонов остается нулевой в интервале $0 < x_F \leq 0.3$, затем растет и достигает +30% при $x_F = 0.9$. Асимметрии $A_N(\pi^+)$ и $A_N(\pi^-)$ практически зеркально симметричны. Асимметрия $A_N(\pi^0)$ -мезона подобна поведению асимметрии π^+ -мезона и составляет примерно половину от $A_N(\pi^+)$.
3. В этом же эксперименте обнаружено указание на то, что асимметрия A_N инклюзивно рожденных η -мезонов совпадает по величине и знаку с асимметрией π^0 -мезонов, хотя ошибки (ложная асимметрия) велики [88].
4. В эксперименте с поляризованным пучком антипротонов, также проведенном сотрудничеством E704 [89], поведение асимметрии аналогично поведению в $p \uparrow p$ -взаимодействии. Характер поведения асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов повторяет поведение асимметрии π^0 мезонов в предыдущей реакции (положительна и достигает нескольких процентов), тогда как асимметрии π^+ - и π^- -мезонов противоположны по знаку значениям асимметрии этих же частиц в $p \uparrow p$ -взаимодействии.
5. В эксперименте E925, проведенном в БНЛ на поляризованном протонном пучке

[90], асимметрия A_N инклюзивно рожденных π^+ и π^- также противоположна по знаку и достигает по модулю 30% при $x_F \approx 0.8$.

6. Недавно опубликованная асимметрия π^0 -мезонов в эксперименте STAR на ускорителе со встречными пучками при \sqrt{s} достигает $14 \pm 4\%$ при больших значениях x_F [91].
7. Интересный результат был обнаружен спиновым сотрудничеством на ускорителе RHIC [92], где обнаружена отрицательная асимметрия нейтронов $A_N = -0.108 \pm 0.0087\%$.

Таким образом, во всех перечисленных экспериментах наблюдалась заметная асимметрия в области фрагментации поляризованного пучка при энергиях более 6 ГэВ. Из-за тождественности начальных частиц точно такие же эффекты асимметрии должны наблюдаться и в области фрагментации поляризованных протонов мишени в соответствующих кинематических областях x_F и p_T . Однако таких данных до настоящего времени не было.

Измерение асимметрии π^0 -мезонов в области фрагментации поляризованного пучка ранее было проведено только в двух реакциях при одной энергии.

1.2.2 Экспериментальные результаты по односпиновой асимметрии в центральной области

Измерения в центральной области (90° в системе центра масс) или близкой к ней проводились при энергиях от 13.3 до 200 ГэВ. Асимметрия заряженных π -мезонов измерялась в двух экспериментах при трех различных значениях энергии. Асимметрия π^0 -мезонов измерялась в трех экспериментах.

1. Эксперимент в БНЛ выполнен при энергиях 13.3 и 18.5 ГэВ [93]. Измерения проводились в области $p_T < 2$ ГэВ/с и при среднем значении $\langle x_F \rangle \approx 0.22$. p_T -зависимость асимметрии представлена на **Рис. 1.5**. Для π^+ -мезонов наблюдается линейный рост A_N начиная с $p_T \approx 1$ ГэВ/с, и величина асимметрии достигает 25-30%. Асимметрия π^- -мезонов близка к нулю.
2. Измерения асимметрии заряженных частиц в области, близкой к 90° в системе центра масс, были проведены на установке ФОДС-2 (ИФВЭ) на пучке поляризованных протонов с энергией 40 ГэВ [94]. На **Рис. 1.5 а** представлена A_N для π^+ -мезонов: наблюдается линейный рост с x_T до +20% в измеренном интервале $p_T = 0.7-3.4$ ГэВ/с. Для сравнения здесь же приведены данные [93] при 13.3 и 18.5 ГэВ/с. На **Рис. 1.5 б** представлены результаты измерения асимметрии π^- -мезонов.
3. Эксперимент в ЦЕРН при энергии 24 ГэВ впервые обнаружил значительную асимметрию инклюзивного образования π^0 -мезонов в реакции $p + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$

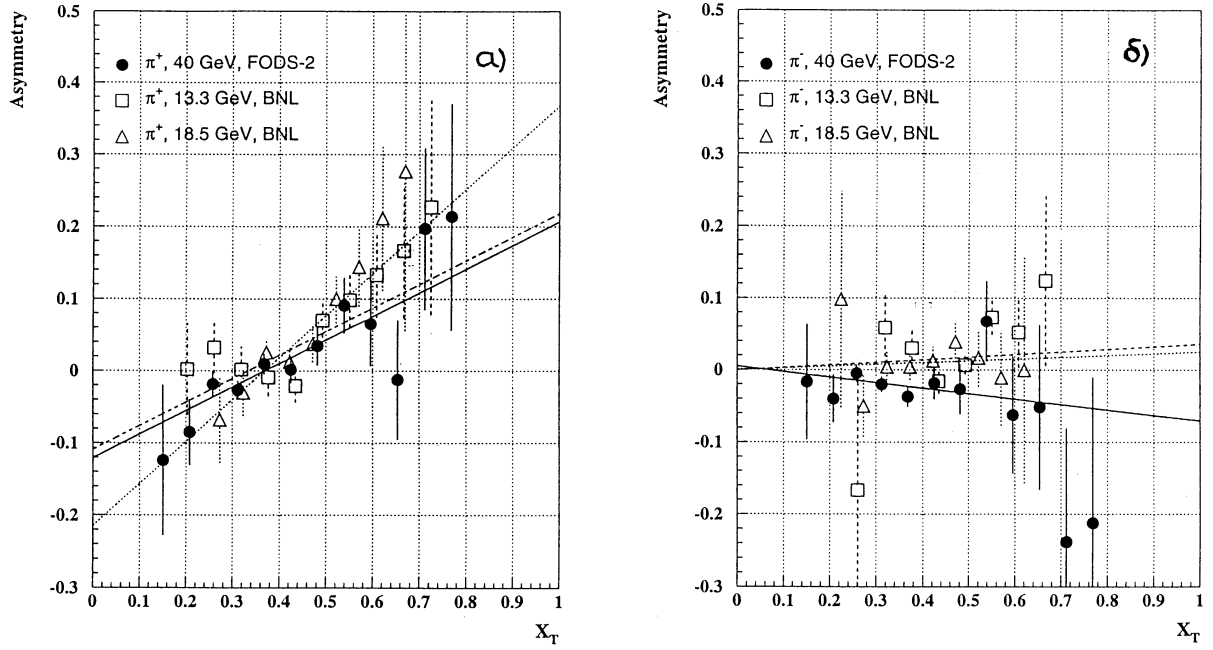


Рис. 1.5: Зависимость односпиновой асимметрии A_N от x_T при трех энергиях — 40, 18.5 и 13.3 ГэВ: а) для π^+ -мезонов; б) для π^- -мезонов. Рисунок из работы [94].

[95]. Однако ошибки проведенных измерений были велики, так что данный результат мог служить только указанием на большие поляризационные эффекты в инклюзивном рождении π^0 -мезонов.

4. На установке ПРОЗА (ИФВЭ) была измерена асимметрия рождения π^0 -мезонов на 40 ГэВ π^- -пучке [2, 4] Наблюдается линейный рост A_N по абсолютной величине до $\sim 30\%$ при $p_T \simeq 2.5\text{--}3$ ГэВ/с.
5. Измерения A_N инклюзивного образования π^0 -мезонов на пучке поляризованных протонов в центральной области были выполнены сотрудничеством E704 во ФНАЛ при энергии 200 ГэВ [96]. Результат эксперимента — асимметрия в рождении π^0 -мезонов в центральной области равна нулю в интервале $p_T = 1\text{--}3$ ГэВ/с.

1.3 Теоретические модели, в которых сделана попытка объяснить возникновение односпиновой асимметрии.

Следует отметить, что A_N является единственной асимметрией, сохраняющей четность, которая может появляться в односпиновых одночастичных инклюзивных реакциях. Это наиболее ясно видно в системе покоя поляризованного сталкивающегося

адрона. В этом случае S-матрица может быть только функцией трех векторов: вектора поляризации адрона \vec{S} , импульса другого сталкивающегося адрона \vec{p}_{inc} и импульса \vec{p} наблюдаемой частицы. Ввиду сохранения четности S-матрица должна быть скалярной величиной и единственной скалярной величиной, которую можно получить из данных трех векторов, является произведение $\vec{S} \cdot (\vec{p}_{inc} \times \vec{p}_h)$. Данная величина не равна нулю только тогда, когда поперечная составляющая \vec{S} отлична от нуля.

Как уже отмечалось ранее в рамках пертурбативной КХД односпиновые асимметрии малы. В общем случае для получения ненулевой односпинной асимметрии A_N необходимо иметь отличную от нуля амплитуду с изменением спиральности F_{flip} . При этом должны отличаться фазы амплитуд с изменением и без изменения спиральности F_{nflip} , так как

$$A_N \sim Im(F_{nflip} \cdot F_{flip}^*). \quad (1.8)$$

В работе [97] показано, что в КХД амплитуда с изменением спиральности имеет величину порядка $m/\sqrt{\hat{s}}$, где m – масса кварка (несколько МэВ), а $\sqrt{\hat{s}} \approx p_T$ – энергия взаимодействия кварков (более 1 ГэВ). В результате [98] асимметрия имеет исчезающе малое значение

$$A_N \approx \alpha_s \cdot m/\sqrt{\hat{s}}. \quad (1.9)$$

Согласно теореме факторизации в КХД для лидирующих твистов инвариантное сечение процесса $A(P_A) + B(P_B) \rightarrow h + X$ при высокой энергии и с большим поперечным импульсом для неполяризованного случая (см. **Рис. 1.6**) формально может быть записано как [99, 100]:

$$E_h \frac{d\sigma^{AB \rightarrow hX}}{d^3p_h} = \sum_{a,b,c,d} \int dx_a dx_b dz_h f_a(x_a) \cdot f_b(x_b) \cdot \frac{\hat{s}}{z_h^2 \pi} \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \cdot D_{h/c}(z) \quad (1.10)$$

где $f_a(f_b)$ – партонная плотность $a(b)$ внутри адрона $A(B)$; $\frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}}$ – сечение элементарного процесса, $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ – переменные Мандельштама, $D_{h/c}(z)$ – функция фрагментации партона c в адрон h ; z_h – импульс кварка c в адроне c .

В такой схеме асимметрия не возникает, так как в уравнении (1.10) нет члена, зависящего от спина.

Чтобы объяснить большие наблюдаемые односпиновые асимметрии приходится усложнять данное уравнение, вводя дополнительные функции, зависящие от спина. За последние десять лет во многом благодаря результатам эксперимента ПРОЗА-М (ИФВЭ, Протвино) и E704 (Фермилаб) были разработаны модели, в которых большие односпиновые асимметрии объясняются следующими механизмами:

- введением дополнительного поперечного импульса кварка \mathbf{k}_T :
 - в начальном состоянии – несимметричность функции плотности распределения кварков для противоположных направлений поляризации протона (механизм Сиверса) [101]-[103];

- в *конечном состоянии* – несимметричность функций фрагментации для противоположных направлений поляризации протона (механизм Коллинза) [104];
- вкладом высших твистов [105]-[110];
- влиянием орбитального момента:
 - валентных кварков (Берлинская модель) [112, 113];
 - кварк-антикваркового облака внутри конституентного кварка (кварковая модель для U-матрицы) [114, 115, 116];
- взаимодействием магнитного момента кварков с хромомагнитным полем [117, 118];
- образованием резонансов или возбужденных состояний [119].

Рассмотрим основные модели.

1.3.1 Модели с дополнительным поперечным моментом.

Более 10 лет назад Сиверс [101]-[102] и Коллинз [104] предложили механизм возникновения асимметрии, который находится внутри стандартной картины рассеяния "2 партона \rightarrow 2 партона", и в которой существенную роль играет поперечный импульс кварка k_T в адроне.

В 1990 году Сиверс (D.Sivers) предположил, что односпиновые асимметрии могут возникать за счет внутреннего движения кварков в сталкивающихся протонах. При этом следует учесть мягкие рассеяния в *начальном состоянии*.

Полагая, что существует корреляция между спином протона и орбитальным движением его конституентов Чу и Янг показали существование асимметрии A_N в упругом рассеянии [103]. Основная идея Сиверса заключалась в том, что корреляция между спином протона и орбитальным моментом кварков и глюонов может привести также к асимметрии распределения поперечных импульсов [101]-[102]. Как известно,

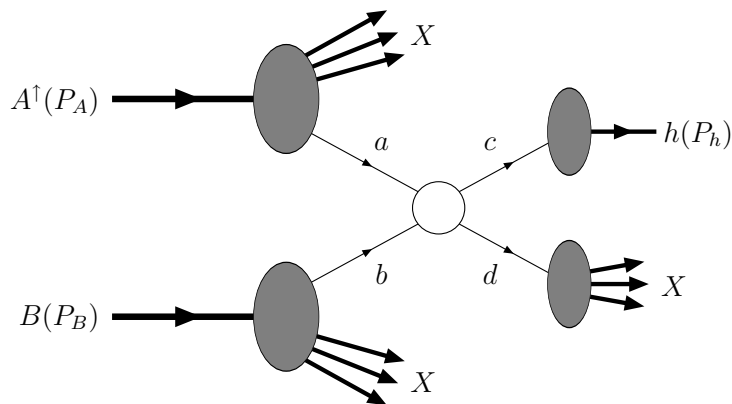


Рис. 1.6: Диаграмма инклюзивного рождения одиночного адрона.

асимметрия для процесса $2 \rightarrow 2$ для точечных частиц возникает в результате интерференции амплитуд с переворотом и без переворота спина. При взаимодействии конstituентных кварков эти эффекты связаны с жестким рассеянием. Асимметрия связана с тем, что распределение поперечного импульса кварков зависит от того, направлен ли спин кварка параллельно спину протона или противоположно ему. Сиверс ввел партонную плотность, которая зависит от поперечного спина протона S_T в виде $S_T \cdot (k_T \times p)$, где p_T – импульс поляризованного протона. Таким образом, асимметрия зависит только от функций распределения кварков в протоне.

Тогда появляется разность между плотностями $\hat{f}_{q/p\uparrow}(x, \mathbf{k}_T)$ и $\hat{f}_{q/p\downarrow}(x, \mathbf{k}_T)$ для кварка q , со всеми возможными значениями поляризации, продольной компоненты импульса x и внутренним поперечным импульсом \mathbf{k}_T , внутри поперечно поляризованного протона со спином, направленным вверх (\uparrow) или вниз (\downarrow):

$$\begin{aligned} \Delta^N f_{q/p\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) &\equiv \hat{f}_{q/p\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q/p\downarrow}(x, \mathbf{k}_T) \\ &= \hat{f}_{q/p\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q/p\uparrow}(x, -\mathbf{k}_T), \end{aligned} \quad (1.11)$$

где вторая строчка следует из первой ввиду инвариантности относительно вращения.

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

$$\Delta^N f_{q/p\uparrow}(x, \mathbf{k}_T) \sim k_T \sin \alpha \quad (1.12)$$

где α – угол между \mathbf{k}_T и направлением поляризации \uparrow .

$\Delta^N f$ 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 односпиновую асимметрию.

Ансельмино с коллегами провел расчеты [121, 122] представленные на **Рис. 1.7**. Как видно из данного рисунка механизм Сиверса достаточно хорошо описывает экспериментальные данные.

Можно также отметить следующее:

- Ввиду сохранения поперечного момента следует ожидать противоположные значения для $\Delta^N f_{u/p\uparrow}$ и $\Delta^N f_{d/p\uparrow}$.
- 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. [123].
- Описание данных [89] в реакции $\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi X$ хорошо согласуются с результатами вычислений при использовании ранее полученных из других реакций значений параметров функций $\Delta^N f$ [124].

На **Рис. 1.8** показаны их расчеты в центральной области.

Коллинз [104] предложил другой механизм возникновения асимметрии, в основе которого лежит гипотеза взаимодействий в *конечном состоянии*, что позволило бы

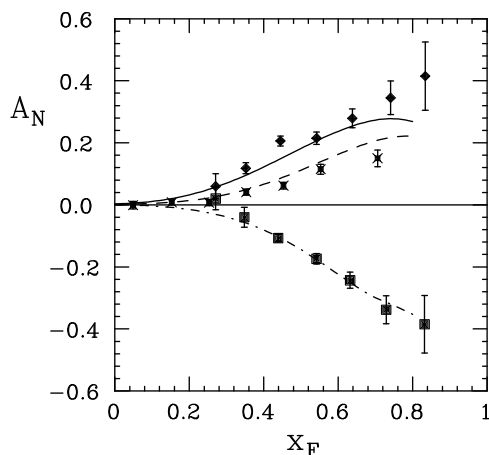


Рис. 1.7: Фит экспериментальных данных по односпиновой асимметрии A_N для процесса $p^\uparrow p \rightarrow \pi X$ [87], согласно выражению (1.11), при предположении, что вклад в асимметрию дает только механизм Сиверса; верхний, средний и нижний набор данных и соответствующие им кривые даны для асимметрии π^+ , π^0 и π^- -мезонов соответственно.

поляризованным кваркам с ненулевым поперечным моментом фрагментировать в неполяризованный адрон.

Причиной возникновения механизма Коллинза во многом является то, что структура $S_T \cdot (k_T \times p)$, используемая в модели Сиверса, запрещена инвариантностью относительно обращения времени.

В механизме Коллинза [125] асимметрия появляется при фрагментации кварка в пион с поперечным моментом p_T . Процесс описывается функцией фрагментации, которая свернута со спиновозависящей партонной плотностью $\Delta_T q$, 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 $\mathbf{p}_h = z\mathbf{p}_q + \mathbf{p}_T$ ($\mathbf{p}_q \cdot \mathbf{p}_T = 0$): согласно предложению Коллинза [104] функция фрагментации для процесса $q \rightarrow h + X$ может быть записана как

$$D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T) = D_{h/q}(z, p_T) + \frac{1}{2} \Delta^N D_{h/q}(z, p_T) \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T|} \quad (1.13)$$

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

Отметим при этом, что – согласно инвариантности относительно четности – единственная компонента вектора поляризации, дающая вклад в спиновозависящую часть D , должна быть перпендикулярна плоскости $q - h$; в общем случае (см. **Рис. 1.9**):

$$\mathbf{P}_q \cdot \frac{\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T|} = P_q \sin(\varphi_{P_q} - \varphi_h) \equiv P_q \sin \Phi_C, \quad (1.14)$$

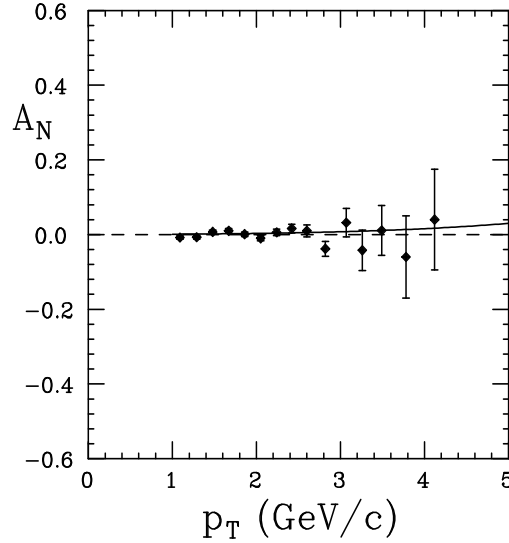


Рис. 1.8: Односпиновая асимметрия A_N для реакции $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ при фиксированном значении x_F , как функция от поперечного импульса p_T ; экспериментальные данные при $|x_F| \leq 0.15$, взяты из [96]; кривая показывает теоретическое предсказание для $x_F = 0$.

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 \mathbf{p}_q) составляющие \mathbf{P}_q не дают вклада в выражение (1.13).

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

$$D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T) - D_{h/q}(\mathbf{p}_q, -\mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T) = \Delta^N D_{h/q}(z, p_T) \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T|} \quad (1.15)$$

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

$$\begin{aligned} A_q^h(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T) &= \frac{D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T) - D_{h/q}(\mathbf{p}_q, -\mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T)}{D_{h/q}(\mathbf{p}_q, \mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T) + D_{h/q}(\mathbf{p}_q, -\mathbf{P}_q; z, \mathbf{p}_T)} \\ &= \frac{\Delta^N D_{h/q}(z, p_T)}{2 D_{h/q}(z, p_T)} \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T|} \equiv A_q^h(z, p_T) \frac{\mathbf{P}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T)}{|\mathbf{p}_q \times \mathbf{p}_T|}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Тогда уже для функций Коллинза появляются функции, аналогичные функциям Сиверса (1.11): $\hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T)$ 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 :

$$\begin{aligned} \Delta^N D_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) &\equiv \hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) - \hat{D}_{h/q^\downarrow}(z, \mathbf{k}_T) \\ &= \hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) - \hat{D}_{h/q^\uparrow}(z, -\mathbf{k}_T). \end{aligned} \quad (1.17)$$

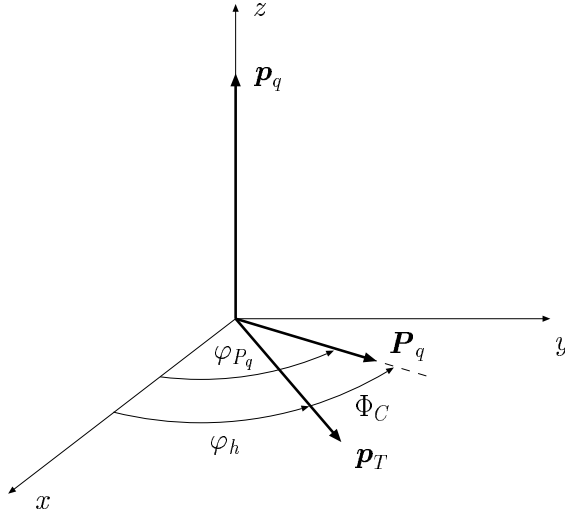


Рис. 1.9: Определение угла Коллинза для фрагментации кварка с импульсом \mathbf{p}_q и поперечной поляризацией \mathbf{P}_q в адрон с импульсом $\mathbf{p}_h = z\mathbf{p}_q + \mathbf{p}_T$: $\mathbf{P}_q \cdot (\hat{\mathbf{p}}_q \times \hat{\mathbf{p}}_T) = P_q \sin(\varphi_{P_q} - \varphi_h) \equiv P_q \sin \Phi_C$.

Мы снова получаем, что

$$\Delta^N D_{h/q\uparrow}(z, \mathbf{k}_T) \sim k_T \sin \beta \quad (1.18)$$

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

Первые оценки эффекта Коллинза были выполнены Артру, Чижевским и Ябуки [126]. Последние расчеты Ансельмино и Мургия [127] показали очень хорошее согласие с данными для эксперимента E704 в области фрагментации поляризованного пучка.

Подобным образом мы можем 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 $\hat{f}_{q\downarrow/p}(x, \mathbf{k}_T)$ кварка q , со спином \uparrow и \downarrow , продольным импульсом x и внутренним поперечным импульсом \mathbf{k}_T , внутри неполяризованного протона:

$$\begin{aligned} \Delta^N f_{q\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T) &\equiv \hat{f}_{q\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q\downarrow/p}(x, \mathbf{k}_T) \\ &= \hat{f}_{q\uparrow/p}(x, \mathbf{k}_T) - \hat{f}_{q\uparrow/p}(x, -\mathbf{k}_T). \end{aligned} \quad (1.19)$$

Внутреннее движение партонов может создать односпиновую 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, k_T в адроне B приводит к тому, что наблюдается свертка поперечного импульса партона b из адрона B с поперечным импульсом партона a из адрона A (T -нечетный эффект на уровне функций распределения).

Первый из перечисленных вариантов возникновения односпиновой асимметрии определяется механизмом Коллинза, второй - модифицированным механизмом Сиверса, третий эффект изучался Боером (Boer) применительно к процессу образования Дрелл-Яновских пар.

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

1.3.2 Вклад высших твистов

Ефремов и Теряев указали, что исчезающие односпиновые асимметрии могут возникать в рамках пертурбативной КХД за счет высших твистов [105]. В то же время объяснение большой величины наблюдаемых эффектов представляет значительную трудность [106]

Вклад в асимметрию дают несколько членов, каждый из которых представляет свертку 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 [107, 108].

Можно схематично написать [99]

$$d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow = \sum_{a,b,c} \left\{ \Phi_{a/p}^{(3)} \otimes f_{b/p} \otimes \hat{H} \otimes D_{\pi/c} + h_1^{a/p} \otimes \Phi_{b/p}^{(3)} \otimes \hat{H}' \otimes D_{\pi/c} + h_1^{a/p} \otimes f_{b/p} \otimes \hat{H}'' \otimes D_{\pi/c} \right\}, \quad (1.20)$$

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:

$$h_1^{a/N}(x, Q^2) \equiv f_{a^\uparrow/N^\uparrow}(x, Q^2) - f_{a^\downarrow/N^\uparrow}(x, Q^2). \quad (1.21)$$

Подобная схема была детально рассмотрена Кью и Штерманом [109] для кирально-четных функций, а также Каназавай и Коике [110] для кирально-нечетных функций.

В своей работе Кью и Штерман провели вычисление асимметрии в разных кинематических областях. Данные по описанию экспериментальных данных для эксперимента E-704 в области фрагментации поляризованного пучка для заряженных адронов приведены на **Рис. 1.10 (слева)**.

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

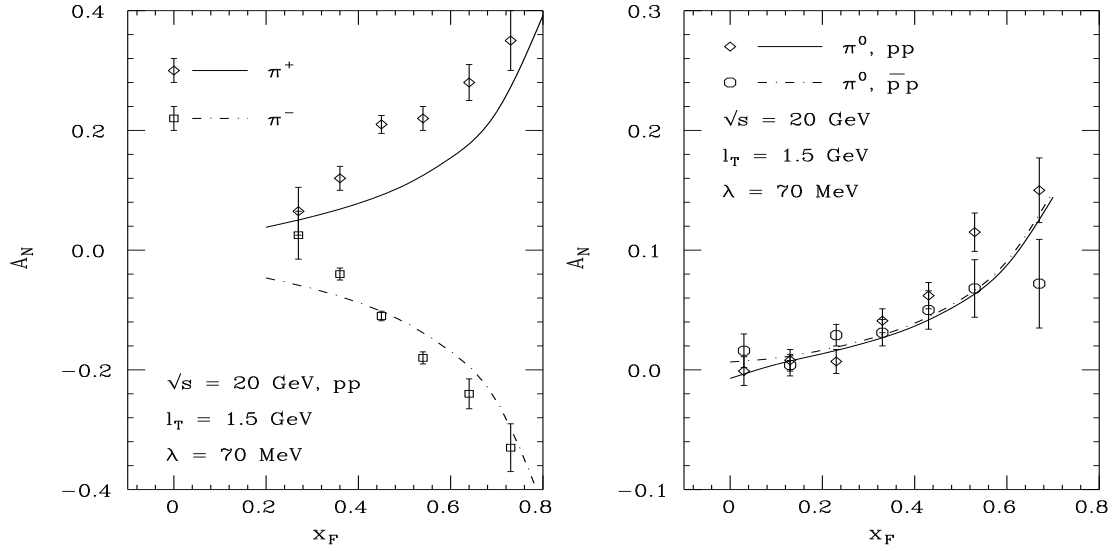


Рис. 1.10: Односпиновая асимметрия в зависимости от x_F для инклюзивного рождения π^+ и π^- -мезонов на поляризованном протонном пучке (слева). Данные взяты из [86]. Односпиновая асимметрия в зависимости от x_F для инклюзивного рождения π^0 -мезонов на пучках поляризованных протонов и антипротонов. Данные взяты из [87]. Теоретическая кривая оценена при $p_T = 1.5$ ГэВ/с.

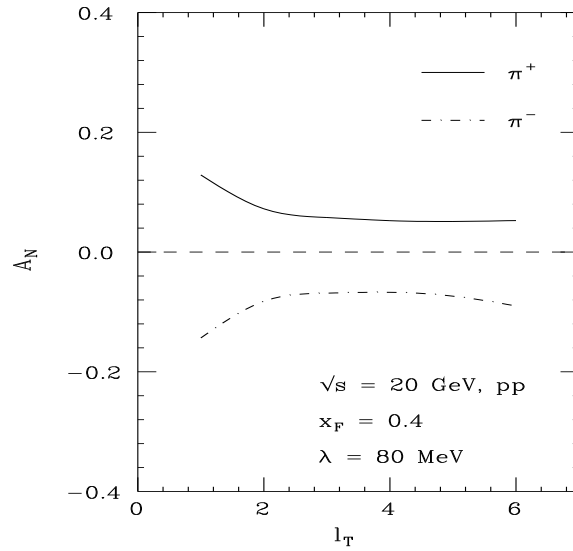


Рис. 1.11: Односпиновые асимметрии для инклюзивного образования π^+ и π^- -мезонов на пучке протонов в зависимости от поперечного момента l_T . Теоретические кривые рассчитаны при $x_F = 0.4$ и $\sqrt{S} = 20$ GeV.

На **Рис. 1.10 (справа)** приведены данные по асимметрии π^0 -мезонов в той же кинематической области для рождения мезонов как в пучке поляризованных протонов, так и антипротонов.

Предсказания Кью и Штермана в центральной области приведены на **Рис. 1.11**.

Каназава и Коике в своей работе [110] 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 [111].

1.3.3 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 инклюзивного рождения пионов в области фрагментации поляризованного пучка при высоких энергиях возникает благодаря орбитальному моменту валентных кварков поляризованного адрона [112, 129]. 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 токи. Данное утверждение справедливо для низшего состояния. Таким образом существует орбитальное движение кварков в основном состоянии.
- Вероятность найти такие вращающиеся 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 конститuenty 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.

Валентные кварки, таким образом, 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 π -мезон приобретает дополнительный поперечный импульс из-за орбитального момента валентного кварка.

При этом асимметрии π^+ и π^- -мезонов должны быть иметь противоположные знаки. Также возникает асимметрия в рождении лептонных пар при кварк-антикварковой аннигиляции и в инклюзивном рождении π^0 -мезонов в центральной области в π^-p_\uparrow рассеянии. Предсказания асимметрии для эксперимента E704 и для лептонных пар приведены на **Рис. 1.12**.

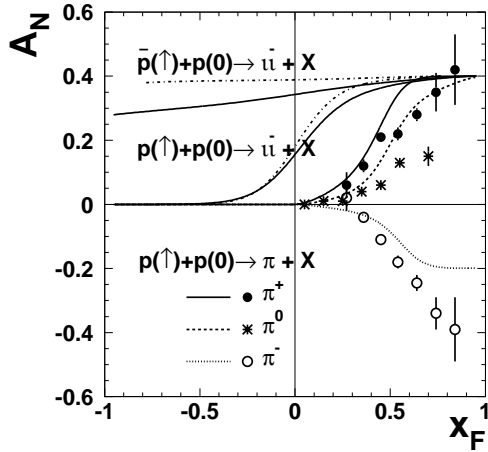


Рис. 1.12: Право-левая асимметрия A_N в зависимости от x_F в Берлинской модели. Предсказания для лептонных пар сплошная и штрих-пунктирная линии приведены для $Q = 4$ и 9 GeV соответственно. Рисунок взят из работы [130].

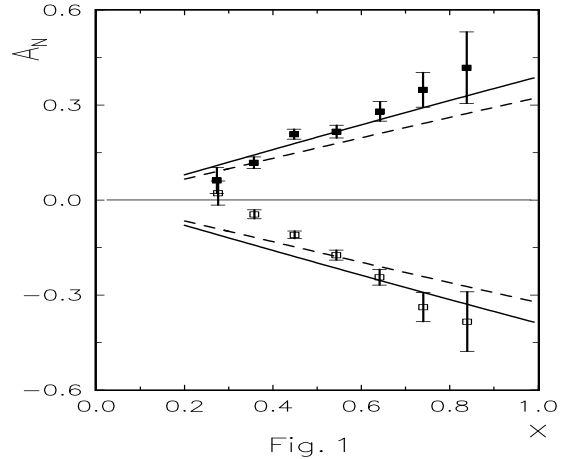


Рис. 1.13: Асимметрия A_N в образовании π^+ (положительные величины) и π^- -мезонов (отрицательные значения) в p_\uparrow взаимодействии при 200 ГэВ/с. Расчеты выполнены для линейной x зависимости поляризации конститuentных кварков Сплошные линии соответствуют $\langle L_{\{qq\}} \rangle \simeq 0.4$ и пунктирные линии $\langle L_{\{qq\}} \rangle \simeq 0.33$. [115]

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 конститuentного кварка. В статье [114] показана возможность возникновения значительной асимметрии при промежуточных и больших значениях поперечного импульса при взаимодействии поляризованного протона с неполяризованной мишенью за счет орбитального момента внутри партоннов. Рассматривается конститuentный 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.

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 орбитального движения партонів внутри конститuentного кварка и соответственно внутреннего поперечного момента, что ведет к смещению поперечного импульса образованного мезона.

x -зависимость определяется распределением конститuentных кварков в адроне и их структурными функциями.

В данной модели асимметрия π^+ и π^- -мезонов должна быть зеркальной, если рассматривать, что π^+ -мезон образуется только от u -кварка, а π^- -мезон только от d -кварка. Предсказания модели для эксперимента E704 в области фрагментации мишени приведены на **Рис. 1.13**.

Орбитальный момент в глубоко-неупругом рассеянии и рождении Дрелл-Яновских пар.

В работах Бродского рассматриваются односпиновые асимметрии в полуинклюзивной глубоко-неупругой реакции $\ell p^\uparrow \rightarrow \ell' \pi X$. Значительные асимметрии A_{UL} и A_{UT} наблюдались для продольно и поперечно поляризованной мишени [131, 132]. В статье [133] было показано, что КХД взаимодействие в конечном состоянии (глюонный обмен) между налетающим кварком и спектатором из протона в полуинклюзивном глубоко неупругом рассеянии может приводить к исчезающей односпиновой асимметрии. Фазы зависят от спина, поскольку взаимодействие частиц зависит от их относительного орбитального момента.

В работе [134] показано, что односпиновая асимметрия (SSA) может возникать аналогичным образом и в адрон-адронных взаимодействиях, прежде всего в рождении Дрелл-Яновских пар в таких реакциях как $\pi p^\uparrow \rightarrow \ell^+ \ell^- X$. Причиной возникновения SSA в $\pi p^\uparrow \rightarrow \ell^+ \ell^- X$ является разность фаз амплитуд связывающих протон мишени с $J_p^z = \pm \frac{1}{2}$ с конечным состоянием. При этом необходимо учитывать волновые функции с различным орбитальным моментом: $\Delta L^z = 1$; таким образом, измерение односпиновой асимметрии в рождении Дрелл-Яновских пар обеспечивает прямое измерение орбитального момента.

Данный формализм, по мнению авторов, также может быть использован для объяснения односпиновых асимметрий в более общих жестких инклюзивных реакциях, таких как $\bar{p} p^\uparrow \rightarrow \pi X$, (или $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi X$), где π -мезон регистрируется с отличным от нуля поперечным импульсом. В этом случае можно определить жесткий кварк-глюонный подпроцесс и анализировать поправки к глюонному обмену, связывающие спектаторы в поляризованном адроне с кварками и глюонами в жестком подпроцессе. Пример взаимодействия в конечном состоянии, которое может привести к возникновению односпиновой асимметрии в реакции $\bar{p} p^\uparrow \rightarrow \pi X$ показано на **Рис. 1.14**.

Следует однако отметить, что численных оценок односпиновой асимметрии в ро-

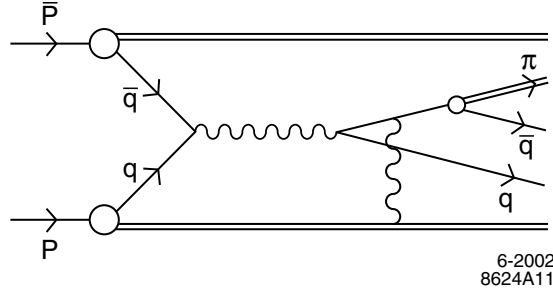


Рис. 1.14: Пример взаимодействия в конечном состоянии, которое может вызвать односпиновую асимметрию в реакции $\bar{p}p^\uparrow \rightarrow \pi X$ [134].

ждении π -мезонов в рамках данной модели нет.

1.3.4 Другие модели

В модели, которая была предложена М. Рыскиным [117], поляризационные эффекты обусловлены взаимодействием спина кварка с цветомагнитным полем цветовой струны (трубки цветового потока), образовавшейся после неупругого соударения двух быстрых адронов. В результате такого взаимодействия поляризованный кварк приобретает дополнительный поперечный импульс $\delta p_T \approx 70 - 100$ МэВ. Тогда асимметрия оказывается пропорциональной производной от инклюзивного сечения

$$A \sim \delta p_T \frac{\frac{\partial}{\partial p_T} \left(\frac{d\sigma}{d^3p} \right)}{\left(\frac{d\sigma}{d^3p} \right)} \quad (1.22)$$

Данная модель используется для объяснения поляризации гиперонов и объяснения односпиновой асимметрии образования нейтральных пионов на поляризованном протоне.

На основании этой модели Абрамовым было высказано предположение [118], 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.

Мусульманбеков и Токарев [119] показали, что поведение односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π -мезонов можно объяснить, если предположить наличие асимметрии при образования резонансов. Однако в модели заложены асимметрии резонансов, которые не измерены экспериментально. К тому же не дается физического объяснения причины возникновения асимметрии резонансов.

В работе [120] асимметрия возникает за счет интерференции одноглюонного и двухглюонного обмена при взаимодействии протонов.

Глава 2

Общая постановка экспериментов.

Измерения проводились на 14-м канале ускорительного комплекса У70 на трех различных модификациях экспериментальной установки ПРОЗА-М, в которых применялись одинаковые принципы регистрации частиц и аналогичные детекторы. В данной главе описываются общие характеристики детекторов, канала, методы реконструкции.

На **Рис. 2.1** показана общая схема канала и экспериментальной установки. Оборудование, использовавшееся в эксперименте, помогало решить следующие основные задачи:

- организация вывода пучка на экспериментальную установку;
- поляризация атомов мишени;
- мониторинг пучка и измерение координат падающих на мишень частиц;
- регистрация γ -квантов от распада нейтральных мезонов.

Всю установку условно можно разбить, таким образом, на три основные узла:

- элементы вывода пучка;
- поляризованная мишень;
- аппаратура регистрации с необходимой системой сбора данных.

Организация пучка описана в **Разделе 2.1**, поляризованная мишень в **(2.2)**. Характеристики основного детектора установки (электромагнитного калориметра) приведены в **(2.3)**. В **(3.2.1)** описаны методы вычисления асимметрии, общие для всех проведенных экспериментов.

RAMPEX at Channel 14

Distances:

- from crystal24 to collimator.....15.0 m
- from crystal25 to collimator.....12.0 m
- from collimator to middle of Q1...1.0 m
- from Q1 to Q2.....2.1 m
- from Q2 to Q3.....1.9 m
- from Q3 to Q4.....2.1 m
- from Q4 to middle of M5.....3.65 m
- from M5 to M18.....24.996 m
- from M18 to Q21..... 15 m
- from Q21 to Q22..... 3.6 m
- from Q22 to Q27..... 13.8 m
- from Q27 to Q28..... 3.6 m
- from Q28 to hodoscope..... 5.58 m
- between hodoscopes 5.73 m
- from hodoscope to polarized target... 8.8 m

Parameters of magnets:

Dipole M1A (type SP150)

Length 0.5 m (in iron)
0.55 m (in field)

Aperture (diameter) 0.05 m

Strength of field ≤ 1.8 T

Bending angle ± 2 mrad or $\pm 0.116^\circ$

Dipoles M5 and M18 (type SP129)

Length 4.0 m (in iron)
4.15 m (in field)

Aperture (diameter) 0.18 m

Strength of field ≤ 1.8 T

Bending angle:

at M5 is equal 13 mrad or 0.756° - from U-70 orbit
at M18 is equal 22 mrad or 1.238° - to U-70 orbit

Quadrupoles :

Q1 (type 20K100A), Q4 (type 20K200A)

Gradient ≤ 13 T/m

Aperture 0.2 m, Length 1.0 m and 2.0 m

Q2, Q3, Q21, Q22, Q27 (type 20K100A)

Gradient ≤ 13 T/m

Aperture 0.2 m, Length 1.0 m

Q28 (type 10K200A)

Gradient ≤ 0.2 T/m

Aperture 0.1 m, Length 2.0 m

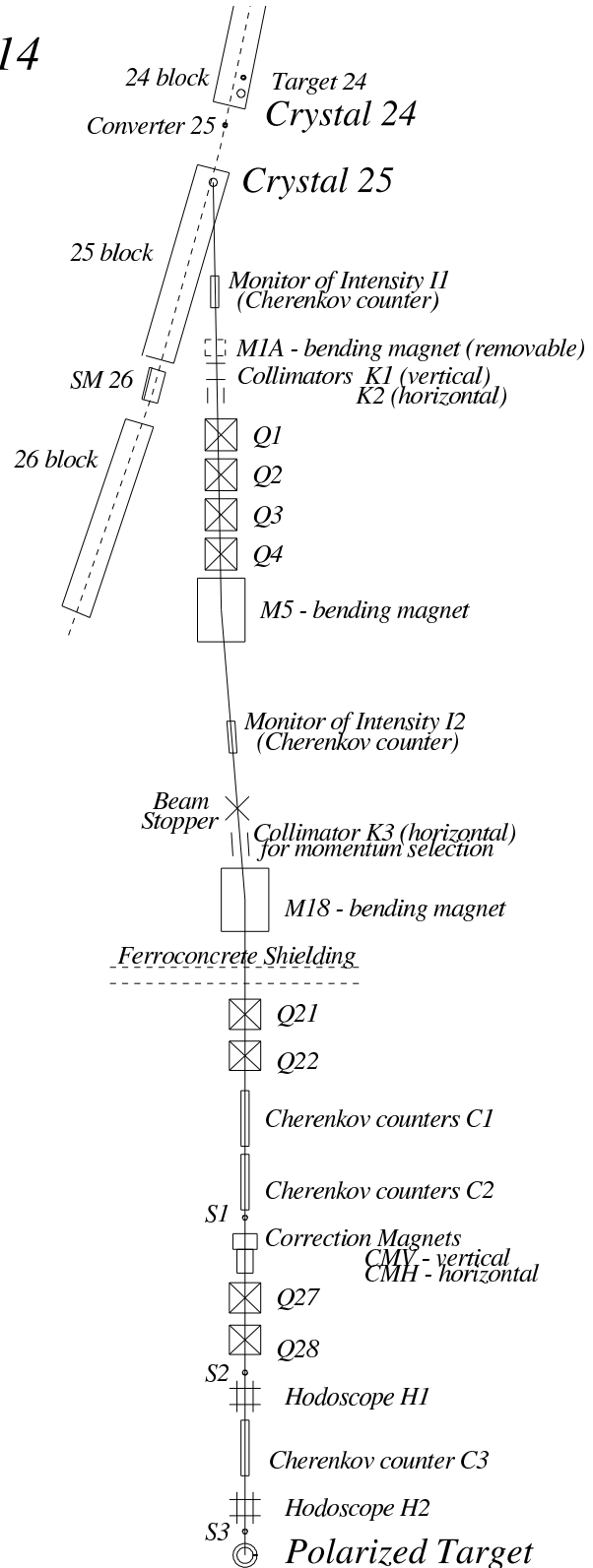


Рис. 2.1: Принципиальная схема 14-го канала, где располагаются экспериментальные установки ПРОЗА-М и РАМПЭКС (детали в тексте).

2.1 Организация вывода пучка

В физических измерениях использовались три различных вида пучков – пучок отрицательных адронов с импульсом 40 ГэВ/с, пучок протонов с энергией 70 ГэВ и пучок электронов для калибровки детектора с энергией 10 или 27 ГэВ.

Пучки отрицательных частиц получались с помощью внутренней мишени. Изогнутый монокристалл использовался для вывода протонного пучка непосредственно из вакуумной камеры ускорителя.

2.1.1 Формирование пучка вторичных отрицательных частиц от внутренней мишени

Для вывода пучка вторичных отрицательных частиц использовались внутренние углеродная или бериллиевая мишени. Выбор мишени определялся условиями вывода. Образующиеся на мишени отрицательно заряженные частицы отклонялись в направлении 14-го канала (во внешнюю сторону от кольца ускорителя) магнитным полем ускорителя. Мишень располагалась на расстоянии $r = 38$ мм от оси пучка. Расположение мишени и положение коллиматоров выбраны таким образом, что частицы с импульсом 40 ГэВ попадают на ось 14-го канала.

Для организации электронного пучка на пути нейтральных частиц ставится дополнительная свинцовая мишень (конвертор 1) толщиной 3 мм (0.7 радиационных длин) на расстоянии 6.6 м от внутренней мишени для конверсии γ -квантов (в основном от распадов π^0 -мезонов) в электроны. Заряженные частицы отклоняются магнитным полем ускорителя и огибают конвертор 1. Электроны, образующиеся на конверторе, отклоняются магнитным полем ускорителя в сторону канала частиц.

Импульс отбираемых частиц зависит от места расположения конвертора относительно внутренней мишени. Расположение конвертора внутри вакуумной камеры позволяет получить интенсивный пучок электронов (до 10^6 частиц/сброс), но ограничивает диапазон по импульсу областью от 15 до 40 ГэВ. Для того, чтобы получить пучок с более низкими энергиями [135] вводился ориентированный кристалл кремния (конвертор 2) непосредственно перед магнитом М5. Электроны после второго конвертора имеют широкий спектр по импульсу и импульс определяется токами магнитных элементов канала. Подобная схема позволяет получать электронный пучок с энергиями от 1 до 45 ГэВ.

2.1.2 Канал частиц

Проведение протонного пучка по каналу и фокусировка его на поляризованной мишени установки ПРОЗА-М обеспечивались существующим оборудованием 14-го канала (Рис. 2.1). До первых магнитных элементов канала расположены вертикальный $K1$ и горизонтальный $K2$ коллиматоры. В “голове” 14-го канала расположены 4 квадрупольные линзы $Q1 - Q4$, обеспечивающие первоначальную фокусировку выведенного пучка, поворотный магнит $M5$, который раздает пучок во 2-й или в 14-й канал. Для 14-го канала угол поворота в магните $M5$ равен 13,19 мрад в направлении от ускорителя У-70. Далее по ходу пучка расположены импульсный коллиматор $K3$ и второй

поворотный магнит $M18$, который поворачивает пучок на $21,60$ мрад в направлении к ускорителю, обеспечивая его проведение по оси 14-го канала.

На участке 14-го канала в экспериментальном зале 1БВ расположены два дублета линз $Q21 - Q22$, $Q27 - Q28$ для фокусировки пучка на мишень установки ПРОЗА-М и два специальных магнита СП-140 $СМV$, $СМН$ для более точной коррекции по вертикали и горизонтали выводимого пучка. Длина канала составляет примерно $95,010$ м от выхода в середине 25-го прямолинейного промежутка У70 до центра поляризованной мишени эксперимента.

2.1.3 Вывод протонов с импульсом 70 ГэВ/с.

Вывод пучка из ускорителя и формирование его с требуемыми для физического эксперимента параметрами являются важной частью любого эксперимента. До недавнего времени на ускорителе ИФВЭ существовали три метода вывода пучка, каждый из которых охватывал свой диапазон энергий и интенсивностей выводимых пучков: вывод пучков с внутренних мишеней ускорителя, “быстрый” и “медленный” выводы.

В 1989 г. в целях расширения диапазона исследованных энергий до максимально возможного на ускорителе ИФВЭ энергии 70 ГэВ была впервые в мире реализована схема вывода первичных протонов из вакуумной камеры У-70 (ускорителя с жесткой фокусировкой) на действующую установку с помощью изогнутого монокристалла кремния [136]. Таким образом, появилась возможность проводить измерения при значениях энергии, дополняющих имеющиеся экспериментальные результаты.

Принцип протонного вывода с помощью изогнутого кристалла был впервые применен в ОИЯИ (Дубна) в 1984 г. [137, 138]. Этот способ вывода отличается от ранее применявшихся отсутствием сложного технологического оборудования, необходимого для “быстрого” или “медленного” выводов, снижением проблем радиационного облучения оборудования, неизбежных при использовании внутренних мишеней.

Протоны, входящие в кристаллическую решетку кристалла с малыми углами по отношению к главной атомной плоскости кристалла, могут “каналировать”, т.е. быть захваченными сильным потенциалом, который создан атомами кристаллической решетки. Критический угол каналирования для 70-ГэВ пучка равен 25 мрад. Использование кристалла кремния объясняется высоким совершенством получаемых монокристаллов – бездислокационных и с низким содержанием примесей.

Для проведения эксперимента ПРОЗА интенсивность и размеры протонного пучка на поляризованной мишени установки должны быть соответственно 5×10^6 прот/с и 10×14 мм²,

Чтобы вывести первичные протоны с энергией 70 ГэВ из ускорителя по тому же направлению (14-й канал), что и отрицательные пионы с импульсом 40 ГэВ/с, в 1989 г. был установлен монокристалл кремния в начале 25-го магнитного блока У-70 [139]. В 1998 г. был установлен второй кристалл в конце 24-го магнитного блока. Параметры и угол изгиба обоих кристаллов были рассчитаны и оптимизированы для энергии 70 ГэВ, геометрии существующей вакуумной камеры У-70, где расположены кристаллы, и 14-го канала. Оба кристалла были изготовлены на основе монокристалла кремния. 25-й кристалл имел форму параллелепипеда со скошенными краями с размерами $65 \times 15 \times 0.6$ мм³ и прижимался к изогнутому с помощью винта

П-образному держателю тонкой алюминиевой пластиной. С учетом установки кристалла в вакуумной камере ускорителя для попадания протонов на ось 14-го канала (до первого магнита $M5$ оси 2- и 14-го каналов совпадают) требуется угол изгиба 80 мрад. Кристалл в рабочем положении располагался на расстоянии + 55 мм от центральной орбиты пучка в У-70.

Для наведения на кристалл первичного пучка протонов использовалось локальное искажение (“бамп”) центральной орбиты, которое формировалось блоками 20 и 26 в режиме обратной связи по пучку и блоками 21 и 27 в режиме “подставки” (см. **Рис. 2.1**). Получение равномерного наведения пучка на кристалл решалось, как и в случае с внутренними мишенями, использованием монитора обратной связи, который располагался на уровне орбиты первичного пучка на расстоянии 10 м за кристаллом. При некоторых режимах параллельной работы нескольких установок до кристалла по ходу первичного пучка вводилась тонкая углеродная внутренняя мишень 24/3, которая рассеивала ускоренный пучок протонов, и для данного режима параллельной работы улучшала временную структуру выведенного протонного пучка. Кроме того, для точного вывода протонов на ось 14-го канала существовала возможность изменять угол и координату установки кристалла в вакуумной камере У-70 по отношению к падающему пучку с помощью прецизионного гониометра. Гониометр имел две степени свободы. Во-первых, мог двигаться в горизонтальном направлении перпендикулярно орбите первичного пучка У-70 в диапазоне 110 мм с шагом 50 мкм. Во-вторых, в горизонтальной плоскости можно было менять угол установки кристалла в диапазоне 66 мрад с шагом 65 мкрад. Подробно организация вывода протонного пучка описана в работах [139]–[141]

2.1.4 Аппаратура регистрации частиц пучка.

Пучковая аппаратура эксперимента состояла из триггерных счетчиков $S1 - S3$; пучковых годоскопов $H1 - H2$ и пороговых черенковских счетчиков $\check{C}1 - \check{C}3$.

Сцинтилляционные счетчики.

Поток 70-ГэВ протонов мониторировался телескопом из трех счетчиков:

- $S1$ с диаметром 100 мм располагался на расстоянии 16,15 м от поляризованной мишени,
- $S2$ диаметром тоже 100 мм находился в 9 м от мишени;
- $S3$ диаметром 18 мм помещался на расстоянии 1,9 м.

Счетчики были обеспечены автономными источниками питания, расположенными на делителях фотоумножителей (ХР-2010 для $S1$ и $S2$, ФЭУ-87 для $S3$).

Источники питания представляли собой преобразователи первичного напряжения 36 В в высоковольтное напряжение $\leq 2,5$ кВ и напряжения подпитки последних четырех диодов ФЭУ. Рабочее напряжение на счетчиках устанавливалось с помощью блока ручного управления напряжением, находящимся в экспериментальном домике. При загрузке пучком $2 \cdot 10^6$ част./с количество случайных совпадений в телескопе $S1 \cdot S2 \cdot S3$ не превышало 3%.

Пучковые годоскопы.

Два годоскопа Н1 и Н2, установленные перед поляризованной мишенью на расстоянии 8.7 и 3.2 м, соответственно, служили для определения координат падающих на мишень заряженных частиц.

Годоскоп Н1 состоял из двух плоскостей, содержащих по 16 сцинтилляционных счетчиков с размерами $5 \times 5 \times 85$ мм³. В годоскопе применялись фотоумножители типа ХР2010. Питание фотоумножителей годоскопа осуществлялось от высоковольтного источника питания “Мел”.

Годоскоп Н2 состоял из двух плоскостей, содержащих по 12 сцинтилляционных счетчиков с размерами $2 \times 5 \times 40$ мм³ (2 мм – в направлении, перпендикулярном пучку). Счетчики годоскопа были выполнены на базе малогабаритных фотоумножителей типа ФЭУ-60 и снабжены формировавателями типа НПФ-12 [147]. Применение формировавателей, имеющих низкий порог срабатывания, позволило отказаться от источников питания, осуществлявших “подпитку” последних четырех динодов ФЭУ, при сохранении высоких рабочих характеристик.

При загрузке $3 \cdot 10^6$ част./с эффективность каждой плоскости составила 95% при общей эффективности 81%. При повышении интенсивности пучка до 10^7 част./с эффективность (суммарная) годоскопов резко падала (приблизительно до 40-45%). Оптимальным режимом набора была интенсивность пучка в пределах $(3-5) \cdot 10^6$ част./с.

Пороговые черенковские счетчики.

Пучок отрицательных частиц, в основном, состоял из π^- -мезонов. В то же время в его состав входили K^- -мезоны и антипротоны. Для идентификации сорта частиц использовались пороговые черенковские счетчики $\check{C}1 - \check{C}3$.

Счетчики $\check{C}1$ длиной 12 м и $\check{C}2$ (10 м) наполнялись воздухом, работали при давлении $p = 0.27$ атм. и использовались для регистрации сигнала от π -мезона; счетчик $\check{C}3$ длиной 5.4 м, наполненный CO_2 до давления $p = 0.6$ атм., использовался для выделения K -мезонов.

π^- -мезон определялся при срабатывании любых двух черенковских счетчиков $\check{C}1 - \check{C}3$, для идентификации K^- -мезона требовалось срабатывание $\check{C}3$ и отсутствие сигнала в каждом из счетчиков $\check{C}1$ и $\check{C}2$. Пучковая частица признавалась антипротоном при отсутствии сигналов во всех трех счетчиках.

2.1.5 Характеристики выведенных пучков.

Характеристики пучка отрицательных частиц.

Пучок отрицательных частиц с энергией ≈ 40 ГэВ состоял из π^- , K^- -мезонов и \bar{p} в пропорции 97.9 : 1.8 : 0.3%. Горизонтальный и вертикальный фокусы пучка находились на расстоянии около 1 м от центра мишени. Распределения координат фокуса пучка по обеим координатам за цикл ускорителя и за один записанный файл (примерно 40 минут) приведены на **Рис. 2.2**. Профиль пучка в центре мишени представлен на **Рис. 2.3**. Размер пучка на мишени составлял $\sigma_x \simeq \sigma_y \simeq 3.5$ мм. Практически

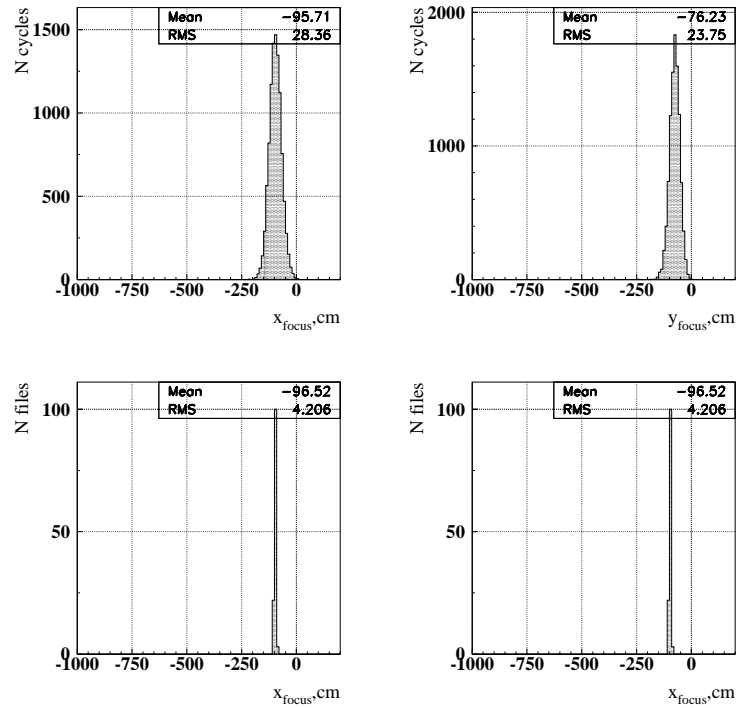


Рис. 2.2: Координаты фокусов пучка по x (слева) и y за цикл ускорителя (верхний ряд) и за одну генерацию (примерно 40 минут).

весь пучок (более 97%) попал в мишень, диаметр которой равен 18 мм. Угловая расходимость пучка ± 2.5 мрад по горизонтали и по вертикали.

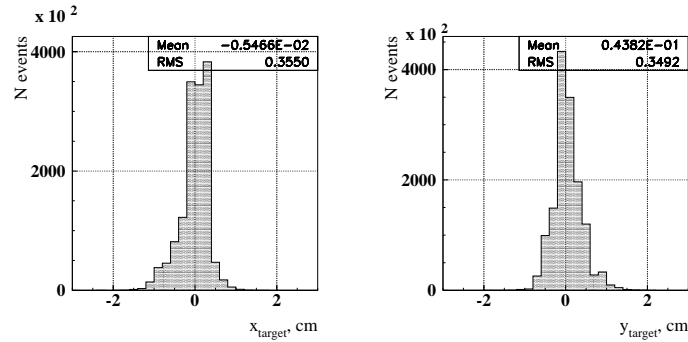


Рис. 2.3: Профили пучка отрицательных частиц с импульсом 40 ГэВ/с в области мишени по x (слева) и y .

Характеристики электронного пучка.

Характеристики электронного пучка достаточно хорошо были изучены на втором канале с помощью кристаллов из вольфрамата свинца [142], имеющем общую головную часть с 14-м каналом, так что пучки в этих двух каналов имеют одинаковые характеристики. Пучок электронов имел примеси других заряженных частиц, прежде всего

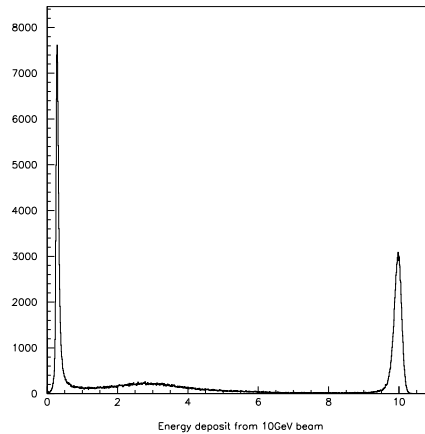


Рис. 2.4: Спектр зарегистрированных электромагнитным калориметром частиц при импульсе пучка электронов с энергией 10 ГэВ (наихудшая ситуация с точки зрения чистоты пучка).

мюонов. На **Рис. 2.4** приведены характеристики пучка с энергией 10 ГэВ, где примесь посторонних частиц была наибольшей. Четко видны сигналы от электрона и мюона. Число реальных электронов в % приведено в **Таблице 2.1**. Электронами считались все частицы, энергия которых была больше чем 0.9 от среднего значения энергии электронного пика.

Таблица 2.1: Доля электронов в пучке при разных энергиях [142]

1 ГэВ	2 ГэВ	5 ГэВ	10 ГэВ	27 ГэВ	45 ГэВ
82%	77%	50%	34%	77%	91%

Характеристики протонного пучка.

Интенсивность пучка протонов в сеансе 1996 года находилась, в основном, в диапазоне $(3 \div 6) \cdot 10^6$ протонов/сброс. Профили протонного пучка на мишени в сеансе 1996 года представлен на **Рис. 2.5**. Размер пучка составил $\sigma_x = 4$ мм по горизонтали, и $\sigma_y = 3$ мм по вертикали. Угловые расходимости пучка составили соответственно 2 мрад и 1 мрад. Разброс пучка по импульсу $\Delta p/p \sim 10^{-3}$.

Вывод протонного пучка сильно зависел от условий наведения и был нестабилен. На **Рис. 2.6** показана зависимость средних значений координат частиц пучка на мишени от времени. Положение пучка на мишени в горизонтальной плоскости меняется на несколько миллиметров, при этом часть начинает проходить мимо мишени.

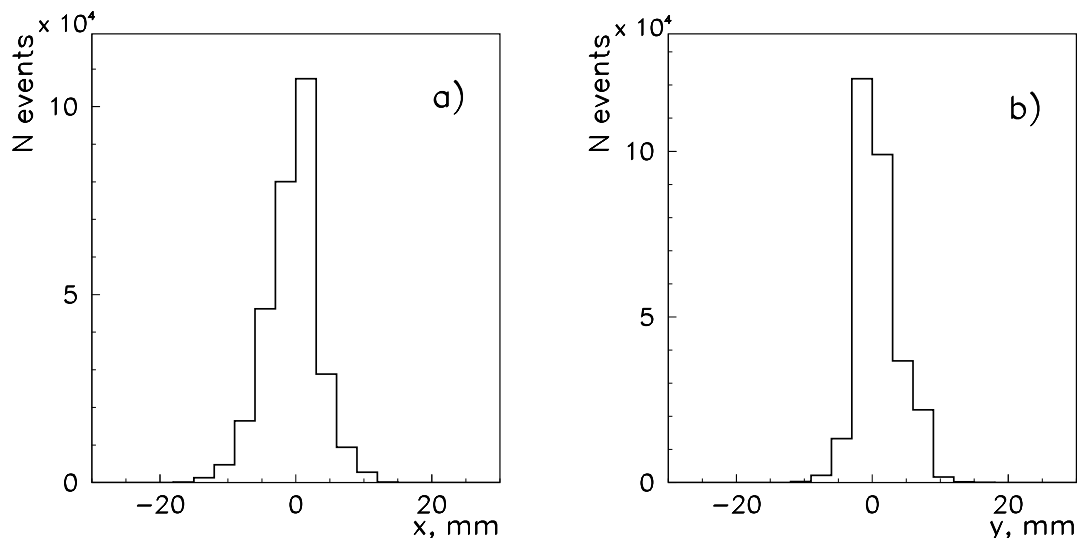


Рис. 2.5: Профили протонного пучка в области мишени по x (a) и y (b).

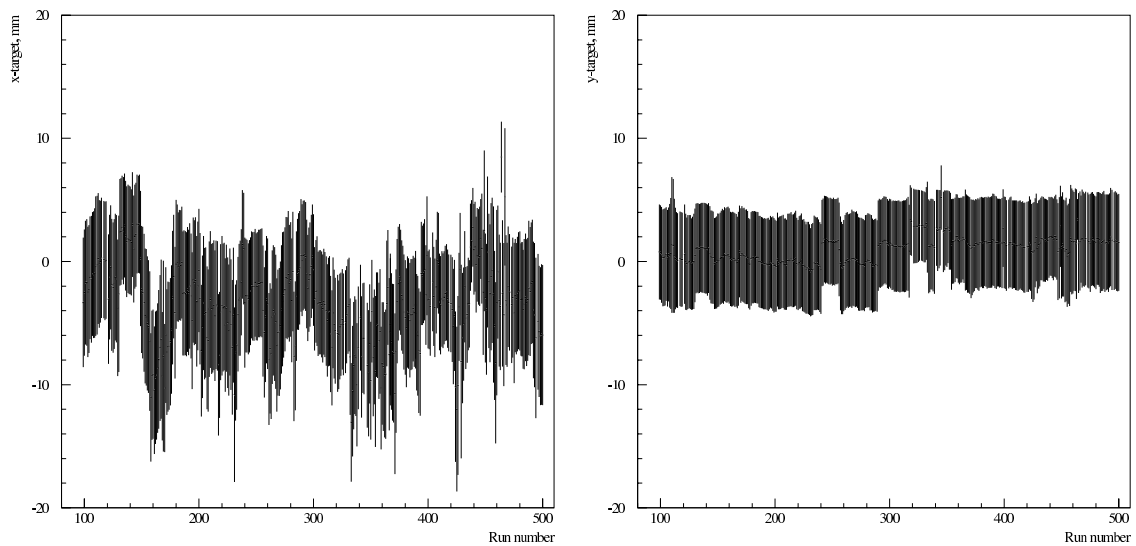


Рис. 2.6: Зависимость среднего значения и ширины горизонтальной (слева) и вертикальной (справа) координат выведенного протонного пучка на мишени установки ПРОЗА-М от номера Run-а (каждая точка соответствует примерно интервалу времени 30 минут) в сеансе 1996 г. Центр мишени расположен при $X_{target} = 0$ мм и $Y_{target} = 0$ мм. Размер ошибок соответствует ширине (3σ) пучка.

2.2 Поляризованная мишень

В установке ПРОЗА-М использовалась поляризованная мишень замороженного типа [143, 144]. Такие мишени имеют ряд преимуществ перед мишенями с непрерывной динамической накачкой поляризации ядер. Хотя в обоих случаях при накачке поляризации используются большие магнитные поля ($> 2,5$ Т) с высокой однородностью $\Delta B/B \simeq \pm 10^{-4}$ во всем рабочем объеме мишени, в случае “замороженных” мишеней для удержания поляризации можно использовать достаточно слабые (> 0.25 Т) и с невысокой однородностью ($\sim 1\%$) магнитные поля. Схема мишени показана на Рис. 2.7.

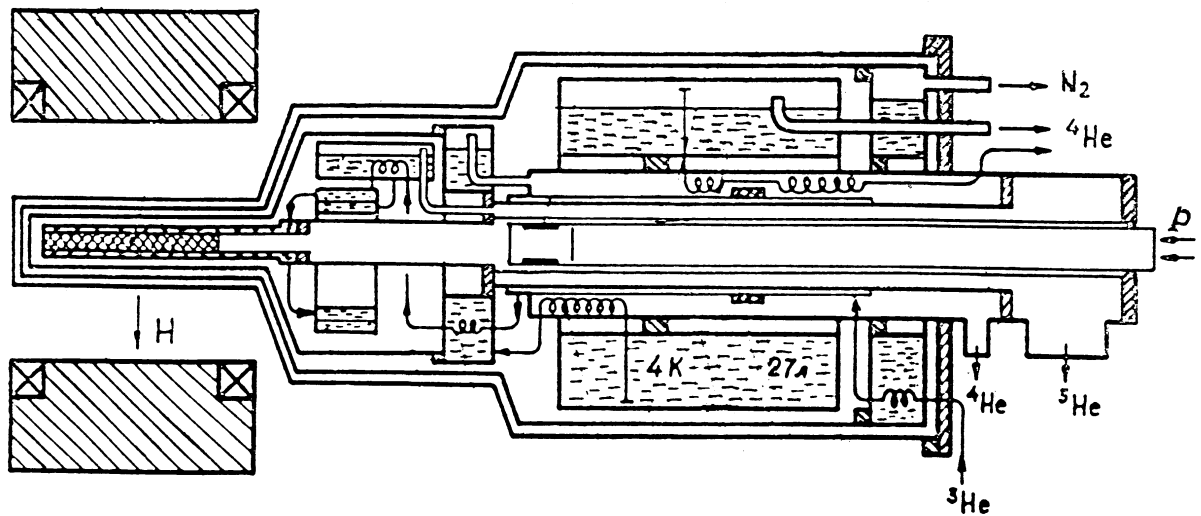


Рис. 2.7: Общая схема протонной поляризованной “замороженной” мишени.

Оригинальный способ создания магнита, компактного по конструкции и сочетающего обе функции, накачки и удержания поляризации, был предложен в работе [145] и усовершенствован в дальнейшем для установки ПРОЗА-М в работе [146]. Магнит состоял из двух раздвижных полюсов с пермендюрowymi наконечниками (49 КФ), смыкавшихся при накачке поляризации до зазора 7.4 см и размыкавшихся при наборе статистики до 25 см. В результате обеспечивался большой полезный телесный угол. При этом ток в обмотках был неизменным и составлял 760 А, что обеспечивало поле 2.1 Т при накачке и 0.6 Т при удержании поляризации.

Важной особенностью мишени является использование тонкостенного горизонтального криостата. В результате, благодаря тонким боковым стенкам (малым ядерным и радиационным длинам), можно было регистрировать частицы низких энергий. Это качество мишени было эффективно использовано при измерении спиновых эффектов в области фрагментации мишени.

Мишень должна была обладать следующими характеристиками — выдерживать интенсивность падающего пучка до 10^7 част./с и иметь большое время релаксации (порядка 1000 часов), большой телесный угол и минимум вещества на пути γ -квантов.

В качестве рабочего вещества использовался пропандиол ($C_3H_8O_2$) в виде шариков диаметром 2 мм с коэффициентом заполнения $\sim 60\%$, заключенных в те-

флюоновую ампулу диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Ампула была помещена в криостат, способный обеспечить температуру 0.33°K в режиме накачки поляризации до 0.016°K в режиме заморозки. Общее потребление жидкого гелия не превышало 1.2 л/час в режиме динамической поляризации и 0.5 л/час в “замороженном” режиме.

Измерение величины поляризации выполнялось методом ядерно-магнитного резонанса. Максимальная поляризация мишени достигала $87 \pm 3\%$. В среднем при наборе статистики она составляла 80%. Также при измерениях использовалась “дейтериевая” мишень, в которой атомы водорода были замещены атомами дейтерия. Такая мишень ($\text{C}_3\text{D}_8\text{O}_2$) имеет вдвое больший “полезный” вес по сравнению с обычной пропандиоловой мишенью. В то же время среднее значение векторной поляризации мишени примерно в два раза меньше и составляло при наших измерениях 35%.

Набор статистики при одном знаке поляризации мишени продолжался в среднем около двух суток, реверс поляризации мишени одновременно с ее накачкой занимал около четырех часов. Мишень отработала надежно более двадцати лет. Отметим, что вес атомов водорода (дейтерия) составляет примерно $1/10$ ($1/5$ соответственно) от всего вещества мишени. Поэтому при вычислении асимметрии необходимо учитывать фактор разбавления мишени D , определяемый отношением общего числа взаимодействий пучка на мишени к числу взаимодействий на атомах водорода.

2.3 Электромагнитный калориметр

В экспериментах на установке ПРОЗА-М и ПРОЗА-2 исследовалась асимметрия инклюзивного рождения нейтральных (прежде всего π^0) мезонов по каналу распада на два гамма-кванта в центральной области и задней полусфере в с.ц.м. Энергия регистрируемых γ -квантов находилась в интервале от 0.5 до 25 ГэВ. В качестве детекторов гамма-квантов использовались черенковские счетчики полного поглощения из свинцового стекла [148, 149]. Отличительными особенностями таких счетчиков являются:

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

Электромагнитные калориметры ячеистой структуры, собранные из таких счетчиков, позволяют в большом телесном угле регистрировать события с несколькими гамма-квантами и восстанавливать массы начальных нейтральных мезонов, распадающихся на них. Попадая в матрицу из свинцового стекла, гамма-кванты генерируют электромагнитные ливни. Электроны и позитроны в этих ливнях испускают в стекле черенковское излучение, которое регистрируется фотоумножителями. Интенсивность черенковского излучения пропорциональна энергии, выделившейся в данной ячейке.

Особенностью спектрометров данного типа по сравнению с ранее применявшимися спектрометрами из свинцового стекла является характерный поперечный размер ячейки, сравнимый с шириной электромагнитного ливня в свинцовом стекле (≈ 3 см).

Это приводит к качественному улучшению свойств детектора: развивающийся ливень перекрывает, как правило, несколько ячеек, что позволяет определять координаты гамма-квантов с точностью на порядок лучшей, чем в случае спектрометров с ячейкой больших размеров. Уменьшается минимальное расстояние, на котором возможно разделить близколежащие гамма-кванты (менее одной ячейки, то есть 3.8 см, что определяется шириной электромагнитного ливня).

2.3.1 Конструкция

Внешний вид одного из калориметров показан на Рис. 2.8. Счетчики калориметра были заключены в светонепроницаемый силовой корпус, внутри которого можно было разместить 1024 счетчика, уложенных в виде прямоугольной матрицы $32(X) \times 32(Y)$.

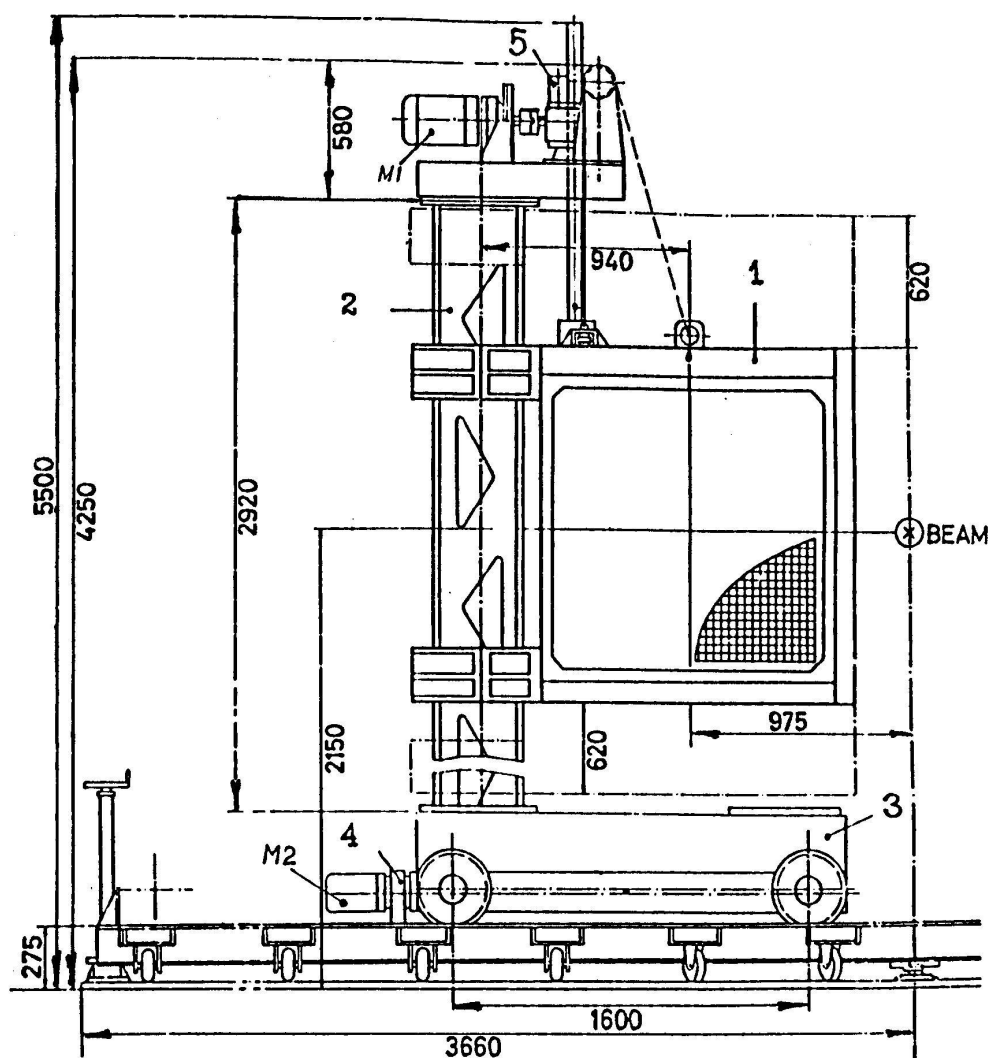


Рис. 2.8: Электромагнитный калориметр установки

В физических сеансах использовалось от 144 до 720 счетчиков. Внутри корпуса также располагались: система светодиодного мониторинга, контрольные счетчики, распределительные панели. Каждая распределительная панель обеспечивала работу двух соседних столбцов калориметра. Высоковольтные и сигнальные кабели от каждого счетчика включались в разъемы на панели. В точку подсоединения сигнального кабеля от счетчика на панели был подключен высокочастотный кабель, по

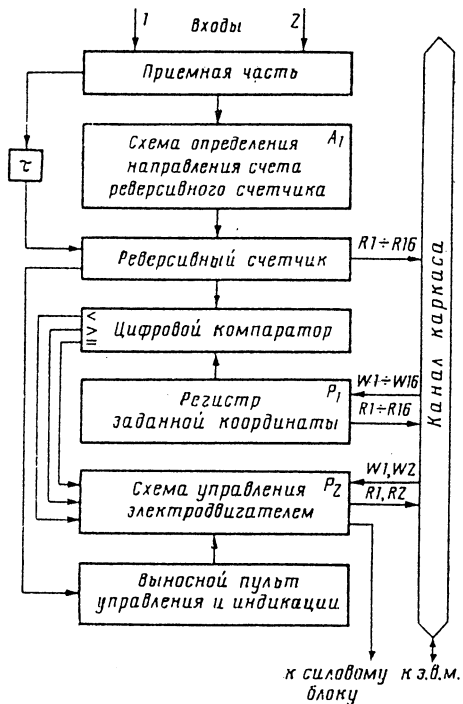


Рис. 2.9: Структурная схема блока автоматики управления движением.

которому сигнал со счетчика шел на амплитудный анализ и через дополнительное сопротивление ~ 1 кОм — на выходы дешифратора и входы пассивного линейного сумматора, предназначенного для организации триггера на суммарное энерговыделение.

Конструкция калориметра позволяла перемещать светоизолированный корпус в горизонтальном и вертикальном направлениях поперек пучка. Таким образом, при калибровке пучок электронов мог сканировать все счетчики калориметра. Положение детектора на платформе определялось высокоточными устройствами контроля вертикального и горизонтального перемещений.

Для управления перемещением использовался блок дистанционного управления [150], который имел два режима работы: перемещение от ручного пульта управления и автоматическое перемещение от ЭВМ. Блок-схема пульта дистанционного управления приведена на **Рис. 2.9**. При работе в любом режиме текущая координата отображалась на индикаторе. Скорость перемещения по X и Y составила соответственно 9.5 и 4 мм/с. Точность установки горизонтальной платформы составляла ± 0.2 мм.

2.3.2 Счетчики с радиаторами из свинцового стекла, источники высоковольтного питания

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

- плотность — 3.86 г/см³;
- радиационная длина $X_0 = 2.5$ см;
- критическая энергия — 15.8 МэВ;
- показатель преломления $n=1.6522$.

Счетчики были обернуты алюминизированным майларом толщиной 20 мкм. Номинальные размеры счетчика были $38 \times 38 \times 450 \text{ мм}^3$ (18 радиационных длин по направлению регистрации частиц). Черенковский свет, возникающий в стекле от электромагнитного ливня, регистрировался 12-диодным ФЭУ-84-3, имевшим сурьмянокалиево-цезиевый фотокатод типа S-200 с максимумом квантовой чувствительности на длине волны 410 нм. Диаметр фотоумножителя 34 мм, длина 100 мм. Конструкция счетчика показана на **Рис. 2.10**.

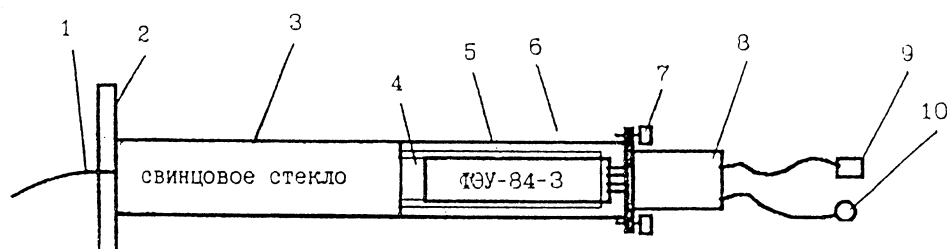


Рис. 2.10: Конструкция счетчика: 1 — световодное волокно; 2 — алюминиевая плита; 3 — алюминизированный майлар; 4 — силгардовый световод; 5 — магнитный экран; 6 — пластиковая трубка; 7 — прижимные винты; 8 — высоковольтный делитель; 9 — высоковольтный разъем; 10 — сигнальный разъем.

Для обеспечения стабильной работы ФЭУ в линейном режиме использовались разработанные и изготовленные в ИФВЭ специальные высокостабильные сильноточные источники питания [151] с регулируемым напряжением в пределах $500 \div 2000 \text{ В}$, рабочим током $I=1 \text{ А}$ при долговременной стабильности $\Delta V/V \leq \pm 1 \cdot 10^{-4}$ и источники подпитки для четырех последних диодов ФЭУ с $V = 100 \div 250 \text{ В}$, $I \leq 300 \text{ мА}$ и $\Delta V/V \leq \pm 1 \cdot 10^{-4}$. Для управления и контроля за рабочим напряжением электромагнитных калориметров применялся распределительный блок с механическим регулированием. Изменение напряжения на ФЭУ в каждом канале осуществлялось вручную с помощью многооборотных резисторов и контролировалось цифровым вольтметром.

2.3.3 Мониторирование энергетической шкалы

При измерении асимметрии на поляризованной мишени большое значение имеет стабильность энергетической шкалы детектора, иначе в результате измерения может войти большая ложная асимметрия. Появление большой ложной асимметрии связано прежде всего с тем, что поляризованные атомы водорода дают в сечение малый вклад ($\approx 11\%$) при глубоконеупругом рассеянии на большие углы. С учетом того, что средняя поляризация мишени составляет порядка 80%, величина фактора разбавления может достигать ~ 10 . В нашей кинематической области измерений инвариантные сечения сильно зависели от поперечного импульса. Представим себе, что энергетическая шкала при измерениях на поляризованной мишени с разными знаками поляризации систематически смещена на 0.5%. Это приведет к изменению в

сечении на 4% при $p_T = 2$ ГэВ/с и, с учетом фактора разбавления, к ложной асимметрии 20%. Поэтому для получения надежного результата и небольшой ложной асимметрии необходимо следить за стабильностью энергетической шкалы детектора с точностью порядка 10^{-3} .

Контроль за стабильностью энергетической шкалы осуществлялся следующими способами:

1. мониторингом каждого счетчика электромагнитного детектора при помощи светодиода;
2. мониторингом светодиода;
3. дополнительной калибровкой на массу π^0 -мезона.

Мониторинг при помощи светодиода позволяло следить за стабильностью электронного тракта (усилением фотоумножителя, потерями в кабельных трассах, коэффициентом преобразования АЦП) каждого канала. Для определения коэффициентов, связывающих амплитуду в каждой ячейке детектора с энергией, выделившейся в этой ячейке, проводилась специальная калибровка детекторов на электронном пучке. Мониторинг самого светодиода необходимо ввиду того, что амплитуда сигнала самого светодиода также может зависеть от внешних факторов и поэтому необходимо следить за стабильностью этой амплитуды.

Система мониторинга счетчиков детектора была построена следующим образом: весь детектор был разбит на части и каждая часть детектора засвечивалась своим светоизлучающим диодом. Спектральная характеристика светодиода имела хорошее перекрытие со спектральной чувствительностью ФЭУ-84, который использовался для регистрации черенковского света со свинцового стекла. Подробно мониторинговая система описана в работе [152].

Мониторинг энергетической шкалы осуществлялся с помощью дополнительной калибровки на массу π^0 -мезона с точностью 0.1% за 5 часов измерений.

2.3.4 Калибровка электромагнитных калориметров

Калибровка калориметров проводилась на пучке электронов с импульсом 26.6 ГэВ/с и заключалась в определении коэффициентов, переводивших амплитуду сигнала каждого счетчика A_{ij} в энергию E_{ij} .

$$E_{ij} = c_i A_{ij}, \quad (2.1)$$

где i — номер счетчика, j — номер события. Величина c_i — чувствительность счетчика — зависела от коэффициента усиления всего электронного тракта, включавшего в себя фотоумножитель (ФЭУ) и амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП). Для мониторинга коэффициентов усиления тракта использовался светодиод, свет от которого с помощью волоконной оптики передавался на каждый ФЭУ и давал сигнал с амплитудой L_i .

Если есть стабильный источник света, то

$$E_{ij} = \frac{k_i}{L_i} A_{ij}, \quad (2.2)$$

где k_i — эквивалентная энергия i -го светового сигнала. Это позволяет исключить долговременную нестабильность коэффициента усиления тракта, так как A_{ij} и L_i изменяются подобным образом. Коэффициенты c_i определялись минимизацией функционала равенства полной энергии, выделенной в калориметре, и энергии электрона пучка E_j

$$\sum_j \left(\sum_i E_{ij} - E_j \right)^2 \quad (2.3)$$

Величина E_i для событий вдали от краев детектора принималась одинаковой во всех событиях и равной среднему значению энергии пучковой частицы 27 ГэВ. Для крайних счетчиков зарегистрированная энергия поправлялась на утечки за край детекторов по экспериментально набранной форме ливня.

Для начально выбранных коэффициентов c_i (или k_i) калибровка сводится к нахождению поправок к коэффициентам. Условие минимизации функционала M

$$M = \sum_j \left(\sum_i x_i E_{ij} - E_j \right)^2 \quad (2.4)$$

дает систему линейных уравнений относительно неизвестных x_i

$$\frac{dM}{dx_k} = \sum_j \left(\sum_i x_i E_{ij} - E_j \right) E_{kj} = 0 \quad (2.5)$$

или

$$\sum_i x_i \left(\sum_j E_{ij} E_{kj} \right) = \sum_j E_j E_{kj} \quad (2.6)$$

Для получения поправок x_i накапливалась матрица

$$e_{ik} = \sum_j E_{ij} E_{kj} \quad (2.7)$$

и вектор правых частей уравнений

$$R_k = \sum_j E_j E_{kj} \quad (2.8)$$

Матричное уравнение решалось или методом обращения матрицы с помощью библиотечной процедуры из программной библиотеки CERNLIB [153] или с помощью аналогичной специально разработанной процедуры, позволявшей уменьшить используемую программой память. Метод определения калибровочных коэффициентов c_i и k_i , использовавшийся на установке ПРОЗА-М, подробно описан в работе [154].

При решении уравнения требовалось, чтобы диагональный элемент каждой строки составлял не менее половины энергии от суммарной энергии в строке, а количество событий было больше 200. В противном случае коэффициент для данной ячейки не определялся, а все элементы строчки принимались равными нулю. Соответственно число уравнений в системе уменьшалось. Вклад этих счетчиков в другие уравнения

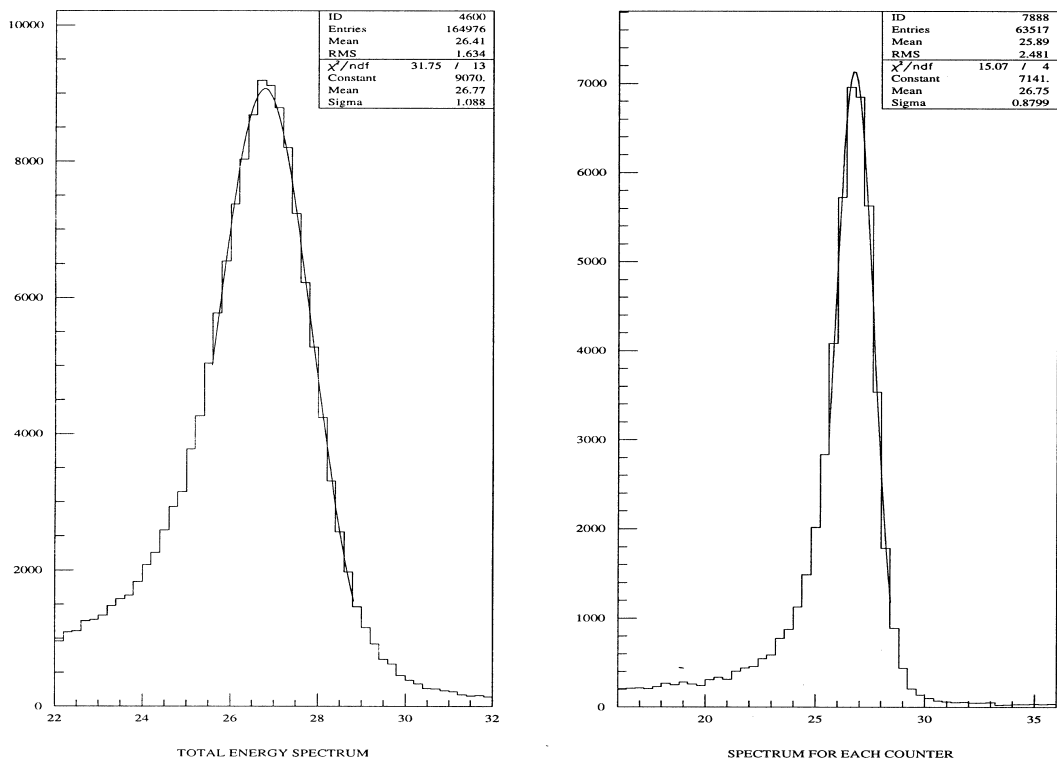


Рис. 2.11: Суммарный энергетический спектр по 144 счетчикам электромагнитного калориметра (слева) и для области калориметра вдали от границ (справа).

учитывался при предположении постоянного и неизменного коэффициента, равного 1.

Во время калибровки калориметров в марте 1996 года импульсный разброс пучка, по оценкам, составил $\sigma(E)/E = 2,5\%$. На **Рис. 2.11** (слева) представлен суммарный энергетический спектр по 144 счетчикам одного из калориметров. Полное энергетическое разрешение $\sigma(E)/E$ составило 3.9%. Если вычесть квадратично импульсный разброс пучка, то энергетическое разрешение калориметра составляет $\sigma(E)/E = 3.1\%$.

Следует отметить, что в этом калориметре более 30% всех счетчиков расположены на границе, где калибровочные коэффициенты определяются с большими погрешностями, чем в центре из-за поперечной утечки электромагнитных ливней. Для счетчиков, находившихся на краю, при помощи специального алгоритма с учетом формы ливня находилась энергия, вытекавшая за пределы детектора. На **Рис. 2.11** (справа) представлен типичный энергетический спектр для ливней, полностью размещившихся внутри калориметра. Энергетическое разрешение на $\sim 20\%$ лучше, чем полное, и составляет $\sigma(E)/E = 2.5\%$ после вычитания импульсного разброса пучка 2%, что характерно для электромагнитных калориметров из свинцового стекла при таких энергиях.

В **Таблице 2.2** представлены значения калибровочных коэффициентов c_i (в единицах МэВ/канал) для двух калориметров. Видно, что чувствительность счетчиков, в среднем, составила около 10 МэВ на один канал АЦП.

Таблица 2.2: Значения калибровочных коэффициентов c_i для EMC1 и EMC2 (см. Рис. 5.1)

Калориметр	Минимум	Максимум	Среднее	rms
EMC1, c_i , МэВ/канал	3.0	13.9	8.5	1.5
EMC2, c_i , МэВ/канал	7.7	18.1	11.5	1.8

2.4 Электронная аппаратура, триггер на поперечный импульс p_T .

Электронная аппаратура состояла из унифицированных модулей наносекундной электроники, блоков амплитудных преобразователей, пересчетных приборов, регистров и другой вспомогательной аппаратуры СУММА [155, 156]. Функционально электроника установки разделялась на 4 части: пучковую, триггерную, спектрометрическую и обслуживающую.

В сеансе 1988 года при измерении односпиновой асимметрии A_N в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ использовались 10-битные аналого-цифровые преобразователи (АЦП). В 1995-1996 годах на установке была полностью заменена регистрирующая электроника амплитудного анализа.

Использование новой 12-битной электроники (аналого-цифровых преобразователей П-267 [157]) позволило более точно определять энергию ливней. В старых 10-битных АЦП чувствительность составляла порядка 30 МэВ на канал (в новых 10 МэВ), что приводило к потере энергии — малая энергия в счетчиках (до 100 МэВ) терялась. Использование новых АЦП позволило более точно восстановить энергию. На Рис. 2.12а изображены энергетические спектры электронов для сборки 3×3 ячейки (эквивалент старой электроники — сплошной линией) и сборки 5×5 ячеек (прерывистой линией). На Рис. 2.12б изображены утечки ливня за сборку 3×3 ячейки. Средние утечки составляют 4.2%.

2.4.1 Организация триггера

Триггером нулевого уровня на падающую частицу являлось совпадение сигналов с трех сцинтилляционных счетчиков S1–S3. Требовалось также срабатывание в каждой из плоскостей годоскопов. Триггер вырабатывался в течение 60 нс, при условии, что в этот временной интервал не попадала вторая частица. При измерениях на пучке отрицательных частиц триггерный сигнал вырабатывался при условии выбора соответствующей комбинации с черенковских счетчиков. Например, можно было выбрать любую комбинацию совпадений с черенковских счетчиков. Тогда выбор сорта пучковой частицы проходил при анализе данных. При измерении асимметрии в реакции $K^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ выбиралась комбинация сигналов с черенковских счетчиков, соответствующая K^- -мезону. При некоторых измерениях требовалось также совпадение триггерного сигнала с антисовпадением от счетчика A_{02} , подавлявшего гало от пучковых частиц.

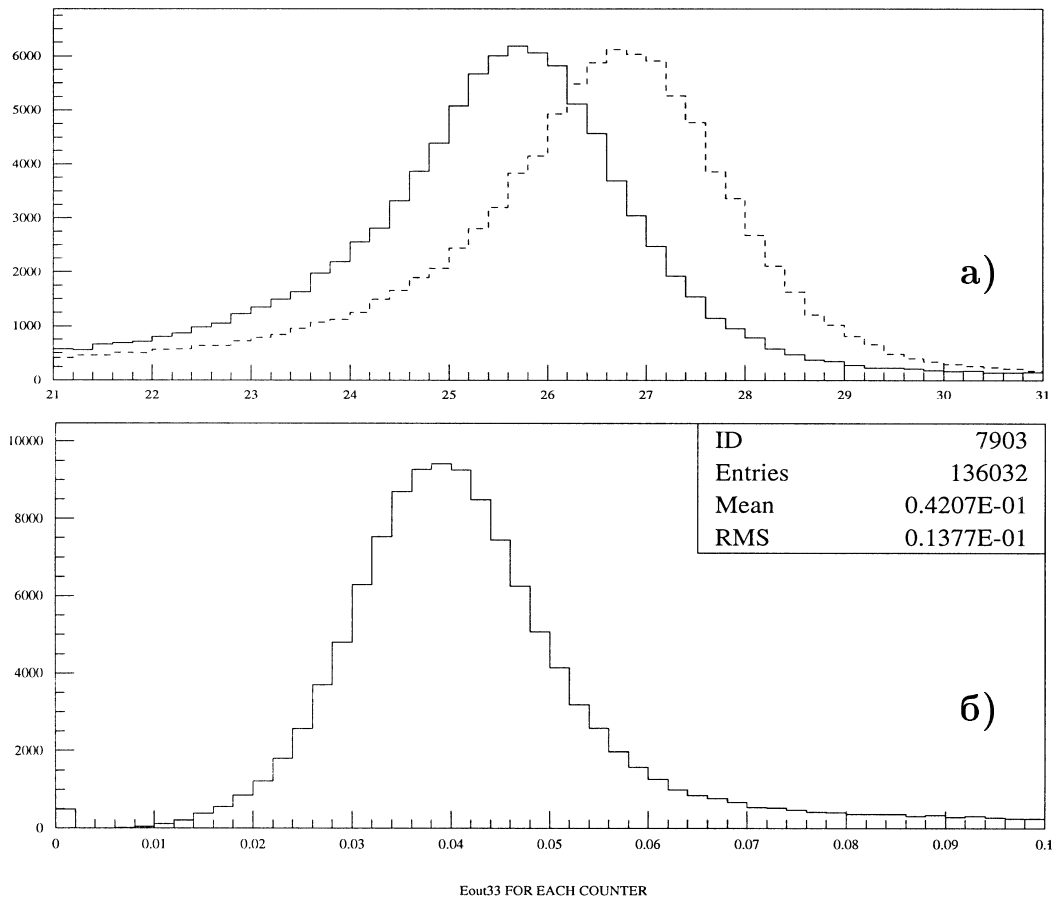


Рис. 2.12: а) Энергетические спектры электронов, регистрируемых в области 3×3 счетчика (сплошная линия) и 5×5 счетчиков (пунктирная линия). б) Распределение части энергии, вытекающей за пределы области 3×3 счетчика.

Сечение образования нейтральных мезонов под углом 90° в системе центра масс, как было отмечено выше, имеет сильную зависимость от p_T . Для отбора событий с поперечными импульсами $p_T > 1$ ГэВ/с был разработан триггер первого уровня (350 нс) на суммарное поперечное энерговыделение в калориметре. Триггерная система подавляла события с малыми $p_T < 1$ ГэВ/с. Схемы триггерных систем, использовавшиеся для разных калориметров, были аналогичны и различались лишь числом элементов. Схема триггера представлена на **Рис. 2.13**. Суммирование и усиление импульсов от счетчиков, принадлежавших одному столбцу калориметра, выполнялось одним модулем, установленным на распределительной панели данного столбца. Такая процедура выполнялась для каждого из столбцов калориметра. Вторым каскадом системы являлся линейный сумматор вертикальных сборок с учетом весовых коэффициентов, пропорциональных синусу среднего угла рассеяния для данного вертикального столбца (расстояние от оси пучка до данного столбца), т.е. $E \sin \Theta$, где E — энергетический вклад каждой вертикальной сборки, $\sin \Theta$ — средний синус угла, под которым данный столбец виден из центра мишени.

Далее сигнал разветвлялся в линейном разветвителе на два канала. Один из выходных сигналов разветвителя подавался на вход АЦП, что позволяло производить контроль за энерговыделением в калориметре и работой триггера. Сигнал со второго выхода разветвителя через децибельный ослабитель поступал на вход порогового устройства, что позволяло установить требуемый порог по энергии p_T срабатывания триггерного устройства. Для принятия окончательного решения сигнал поступал в блок логики триггера установки.

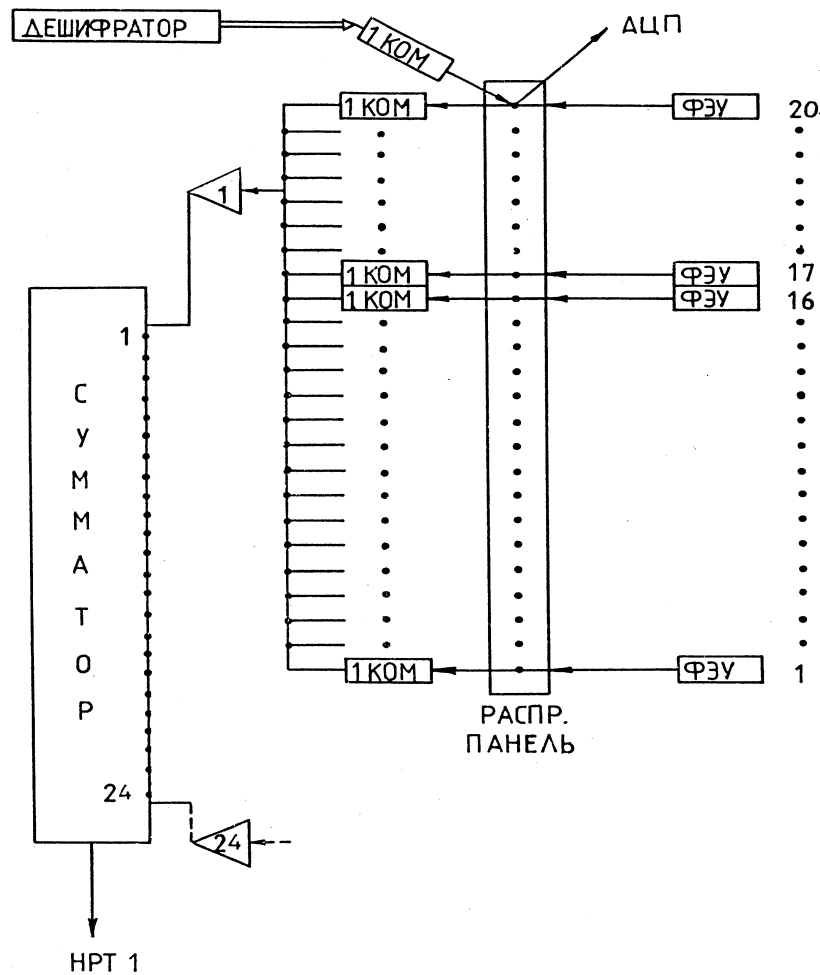


Рис. 2.13: Блок-схема триггера на поперечный импульс p_T по информации, полученной с калориметров.

Для увеличения доли полезной информации, записываемой на магнитную ленту, был разработан и введен в строй цифровой процессор для триггера второго уровня. Использовался специализированный контроллер, позволявший считывать информацию из АЦП, вычитать пьедесталы и производить вычисление суммы E_0 взвешенных амплитуд считываемой информации. Величина E_0 вычисляется по формуле $E_0 = \sum_i A_i \cdot C_i$, где A_i — значение амплитуды, C_i — весовой коэффициент, i — номер

канала.

Вычисление величины E_0 выполнялось во время считывания амплитуд из АЦП. Выработка решения происходила через 200 нс после вычитывания последнего канала АЦП. При положительном решении триггера информация переписывалась в буферную память, при отрицательном обнулялась.

Контроллер, позволявший цифровым способом быстро определять значение p_T , использовался для одного из детекторов для части статистики и в случае отрицательного решения информация с данного крейта (данного детектора) не записывалась на магнитную ленту. Подробнее анализ работы цифрового триггера описан ниже в разделе 5.1.1.

2.5 Система сбора данных и обработка данных “в линию” и вне “линии”

Система сбора данных несколько раз модифицировалась. Вначале организация считывания, записи данных на ленту и обработка данных “в линию” проводилась с помощью ЭВМ HP2100. При измерениях 1996 года система сбора данных представляла из себя двухмашинный комплекс связанных между собой ЭВМ СМ-4-МЕРА (на основе процессора “Электроника-125”) и СМ-1420. На ЭВМ СМ-4-МЕРА с полной памятью 256 Кбайт информация принималась и записывалась на магнитную ленту. Аппаратная скорость передачи данных в ЭВМ СМ-4-МЕРА была 400 Кб/с. Для приема данных в этом компьютере был отведен буфер длиной 92 Кбайт. Примерно раз в пять циклов У-70 информация передавалась на ЭВМ СМ-1420 для контроля и обработки “в линию”. Скорость передачи данных из ЭВМ СМ-4-МЕРА в ЭВМ СМ-1420 (аппаратная и программная вместе) составляла 6-7 Кб/с.

В настоящее время данные считываются компьютером на основе процессора МС68030 под операционной системой реального времени OS-9 и передаются по локальной сети на компьютер IBM PC, на котором записываются на жесткий диск и архивируются на магнитный носитель.

Основными особенностями системы сбора данных являются:

- параллельное считывание информации во всех каркасах с регистрирующей электроникой;
- введение разравнивающих запоминающих устройств в каркасах на несколько событий;
- предварительная обработка информации до записи в запоминающее устройство (вычитание пьедесталов для АЦП);
- использование специального канала для передачи информации из модулей запоминающих устройств в ЭВМ со считыванием информации.

Подробно комплекс электронной аппаратуры для считывания данных описан в работе [158].

При обработке “в линию” проводилась проверка качества работы регистрирующей электроники, осуществлялся контроль за стабильностью энергетической шкалы и поведением пучка.

2.5.1 Архитектура программ обработки данных

Система позволяет одновременно считывать данные с двух систем сбора данных двух разных установок (РАМПЭКС и ПРОЗА-2) и записывать их последовательно. Основной структурной единицей потока данных с электроники DAQ является блок с фиксированным заголовком и переменной длиной тела блока. Все длины и смещения относятся к 16-ти битным словам, где первым идет младший байт. Поток данных представляет собой последовательность таких блоков.

Смещение	Значение	
+0	Длина	Заголовок блока
+1	идентификатор блока	
+2	зарезервировано	
+3	зарезервировано	
+4	Тело блока	Тело блока
...	...	
+длина-1	Последнее слово данных	

Блок может содержать вложенный блок или неструктурированные данные. Типы некоторых событий (блоков первого уровня):

- ES (0x5345)** событие “конец сброса” (“End spill”);
- PD (0x4450)** пьедестальное событие АЦП (“Begin Spill”);
- LD (0x444C)** событие мониторной светодиодной системы (“LeD”);
- TR (0x5254)** событие от пучковой частицы (“PeDestal”);
- GB (0x4742)** событие с установки ПРОЗА-2 (“Grey Bus”).

Как правило, блоки первого уровня, содержат другие блоки данных, информационные, соответствующие различной электронике DAQ.

По сигналу начала сброса происходит инициализация электроники системы сбора данных. При этом запускается событие, в котором измеряются пьедестальные значения для всех каналов АЦП, которые заносятся в память электроники для последующего их вычитания. Вырабатывается сигнал на запуск светодиода и информация с величиной сигнала со светодиода в каждом канале также записывается. После этого принимаются и записываются события с данными.

Данные с установки ПРОЗА состоят функционально из двух различных видов информации – блока фиксированной длины и данных с АЦП.

Таблица 2.3: Формат данных с блока фиксированной длины.

Номер слова	Информация
1	Номер каркаса с информацией (всегда равен 1)
2-3	Информация о типе триггера
4-7	Информация с регистров годоскопов
8	Информация с пороговых черенковских счетчиков
9-24	Информация с мониторных счетчиков
25	Тип события
26	Признак конца информации (всегда равен 0)

Блок фиксированной длины

В блоке фиксированной длины находится информация о типе триггера и типе события, данные с пороговых черенковских счетчиков и годоскопов. В **Таблице 2.3** приведена структура записываемой информации.

Номер каркаса с информацией и два слова типа триггера служили для поиска начала события. Тип триггера считывался с блока логики триггера и позволял определить выбранную конфигурацию системы сбора данных.

В каждом из слов с регистров годоскопов находилось (побитно) информации о срабатывании счетчиков годоскопов – всего четыре плоскости по 16 счетчиков.

Двенадцать различных мониторных счетов записывались в восемь слов (для каждого счетчика отводилось по три или два байта). Наиболее важными пересчетами являлись:

- Общее количество совпадений с трех сцинтилляционных счетчиков с учетом разрешения приема информации $S1S3$ и без него.
- Общее число “хороших” пучковых частиц – совпадение сигнала $S1S3$ с наличием информации в каждой из плоскостей годоскопов $Beam$. (Отношение счетов $Beam/S1S3$ говорит об эффективности работы годоскопов и составляет в обычных условиях около 85%).
- Счет T_0 представляет собой совпадение сигнала $Beam$ с выбранной комбинацией пороговых черенковских счетчиков.
- Соответственно используются мониторные счета $C1 - C4$, соответствующим совпадению сигнала $Beam$ с одной из четырех логических комбинаций сигналов совпадений с черенковских пороговых счетчиков.

При обработке проводилась проверка качества информации, в частности сумма счетов $C1 + C2 + C3 + C4$ должна строго равняться счету $Beam$. Помимо этого основные счета ($Beam$ и T_0) дублировались и проверялось совпадение величин с двух пересчетных приборов.

Тип принимаемой информации определял тип события с детектора установки ПРОЗА (пьеDESTальное событие, засветка калориметра сигналом от светодиода или обычное событие).

Таблица 2.4: Формат данных с АЦП

Номер слова (от начала события)	Информация
27	Номер каркаса 2 (всегда равен 2)
28	Амплитуда первого канала с ненулевой информацией
29	Адрес канала
30	Амплитуда
31	Адрес
...	...
$28+(n_2 - 1) * 2$	Амплитуда последнего события n_2 в каркасе 2
$29+(n_2 - 1) * 2$	Адрес
$28+(n_2) \cdot 2$	0 – признак конца информации с каркаса
$29+(n_2) \cdot 2$	3 – признак начала информации с каркаса 3
...	Информация с каркаса 3 (всего n_3 событий и $2 \cdot n_3$ слов)
$28+(n_2) \cdot 2 + (n_3) \cdot 2 + 2$	0 – признак конца каркаса
...	Информация с каркаса 4 (и т.д.)

Данные с АЦП

Данные с АЦП П267 записывались последовательно для каждого из каркасов с электроникой. В **Таблице 2.4** приведена структура информации. Следует отметить, что для записи в компьютер с целью сокращения объема принимаемой информации записывалась информация только с тех каналов АЦП, где сигнал был по крайней мере на три отсчета больше, чем записанная в память для каждого канала АЦП величина пьедестального сигнала.

Адресом для каждого канала являлся сквозной номер канала в каркасе (восемь младших бит). Помимо этого в старшие биты записывался номер текущего события от начала сброса ускорителя (обнуление счетчика событий происходило при инициализации электроники).

Временная метка

Для учета поправок мониторингной системы и отслеживания стабильности самой системы мониторингования в каждом событии мониторингной системы генерировалась метка времени. В качестве такой метки использовалось системное время Linux – 32-битная величина в секундах от начала отсчета (0:0 1-Jan-1970).

2.5.2 Обработка данных “в линию” и “вне линии”

Поступающие на компьютер данные записывались на жесткий диск, а также направлялись в оперативную память для обработки “в линию”. Обработка могла проводиться как на компьютере, записывающем данные, так и на другом удаленном компьютере.

Для обработки данных был подготовлен пакет программ, который позволял своевременно проверять качество принимаемой информации. При обработке восстанавливалась полная информация о работе каждого канала электромагнитного калориметра, определялись характеристики пучка и условия наведения пучка на мишень, восстанавливались кинематические параметры π^0 -мезона и его относительные сечения. Данная обработка позволяла своевременно выявлять и устранять неисправности в детекторе и системе сбора данных. Обработка “в линию” успевала проанализировать информацию установки ПРОЗА-М, а позднее с двух частей экспериментальной установки “РАМПЭКС-ПРОЗА”.

Анализ данных проходил с использованием пакета анализа физической информации RAW[159]. Результат обработки сохранялся в гистограммах в оперативной памяти для быстрого доступа к ней любым пользователем. Пример панели для анализа экспериментальных данных приведен на **Рис. 2.14**.



Рис. 2.14: Пример панели для обработки данных “в линию” для эксперимента “РАМПЭКС-ПРОЗА”.

При обработке данных определялось среднее положение пучка на мишени, эффективность работы электроники и количество ошибок для каждого сброса и за время около 40 минут (одна генерация файла с данными). Для анализа отбирались только те сбросы и генерации, в которых выполнялись условия (некоторые из них приведены ниже):

- Среднее значение пучка на мишени близко к центру мишени, а его дисперсия не превышает 3-4 мм.
- Фокусы пучковых частиц совпадают с расчетными значениями.
- Количество сбоев электроники мало.
- Эффективность годоскопов более 70%.
- Выполнены соотношения между мониторными счетами (в частности суммарный пучок равняется сумме комбинаций с черенковских счетчиков).

Глава 3

Исследование односпиновой асимметрии в реакции

$\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при 40 ГэВ

В эксперименте в ЦЕРН [95] было обнаружено указание на значительную асимметрию инклюзивного образования π^0 -мезонов в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 24 ГэВ. В ИФВЭ на установке ПРОЗА-М было проведено измерение асимметрии в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии пучка отрицательных частиц около 40 ГэВ. В работе [160] было показано, что “сырая” (без учета фактора разбавления мишени) асимметрия достигает величины -3% , что соответствует величине физически наблюдаемой A_N около -30% .

В данном эксперименте измерялась асимметрия в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$. При этом мы хотели проверить, есть ли разница, когда частицы рассеиваются на разных поляризованных мишенях.

Параллельно в эксперименте была измерена асимметрия A_N в реакции:

$$\pi^- + p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \eta + X. \quad (3.1)$$

3.1 Постановка эксперимента

Измерения проводились на 14-ом канале У70 в ИФВЭ в 1987-1988 годах. Схема установки приведена на **Рис. 3.1**.

Триггер нулевого уровня на пучковую частицу определялся совпадением сигналов в счетчиках $S1 - S3$, отсутствием сигнала в счетчике $A02$ и наличием срабатывания в каждой из плоскостей годоскопов. Для подавления событий с малым поперечным импульсом, использовался триггер первого уровня на поперечную энергию (см. **2.4.1**). Два электромагнитных калориметра по 144 счетчика (12×12) для регистрации γ -квантов от нейтральных мезонов располагались на расстоянии 2.9 м от центра мишени. Сигналы от счетчиков измерялись 10-битными АЦП [161]. Калиб-

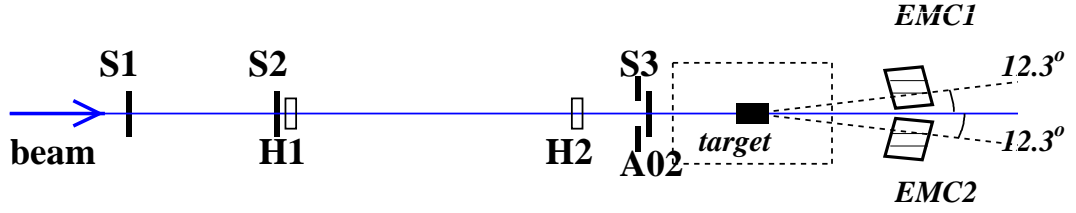


Рис. 3.1: Схема экспериментальной установки ПРОЗА-2. $S1 - S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $A02$ – счетчик антисовпадений для подавления гало от пучка; $H1 - H2$ – годоскопы; *target* – поляризованная мишень; $EMC1, EMC2$ – электромагнитные калориметры, расположенные под углом 12.3° .

ровка каждого из детектора осуществлялась на пучке электронов с энергией 10 ГэВ дважды для каждого набора измерений (в начале и конце).

3.2 Анализ данных

При восстановлении нейтральных мезонов сначала проходило выделение отдельных γ -квантов. Для разделения перекрывающихся ливней на установке ПРОЗА-М был разработан специальный быстрый алгоритм, основанный на итерационной процедуре по известной форме ливня [162, 163]. Отбирались только γ -кванты с энергиями выше 1 ГэВ. Около 30% данных представляли собой события с тремя или более γ -квантами, в то же время вклад таких событий в общую информацию составлял около 5%, что, во многом, объясняется большим комбинаторным фоном. Поэтому для вычисления асимметрии использовались только события с двумя восстановленными γ -квантами (примерно 50% от общей статистики).

Следующие критерии использовались для отбора “хороших” событий:

- энергия пары γ -квантов находилась в интервале 5 – 15 ГэВ;
- эффективная масса пары γ -квантов находилась в диапазоне $70 \div 220$ МэВ/ c^2 для π^0 -мезона и в диапазоне $480 \div 660$ МэВ/ c^2 для η -мезона. Массовый спектр пары γ -квантов показан на **Рис. 3.2**. Фон под массовым пиком π^0 -мезона зависел, в принципе, от поперечного импульса p_T и возрастал от 10% при $p_T = 1.8$ ГэВ/ c до 20% при $p_T = 3.0$ ГэВ/ c . Фон под массовым пиком η -мезона был на уровне 50%;
- пары γ -квантов отбирались по углу разлета (по асимметрии энергии $\cos(\Theta^*) = (E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$, E_1, E_2 – энергии γ -квантов) так что, $|\cos(\Theta^*)| < 0.8$ для π^0 -мезона и $|\cos(\Theta^*)| < 0.6$ для η -мезона. Распределения по $\cos(\Theta^*)$ приведены на **Рис. 3.3**.

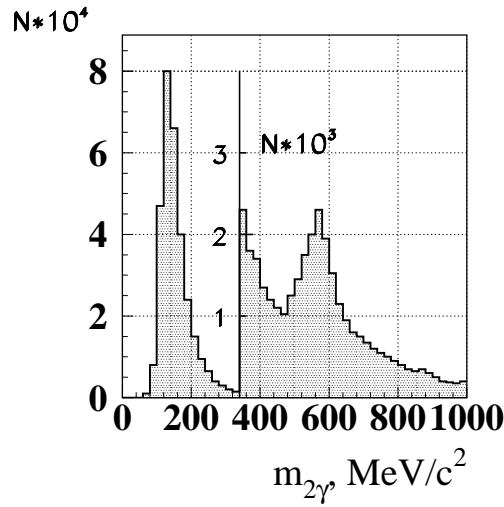


Рис. 3.2: Эффективные спектры масс пары γ -квантов в области масс π^0 - и η -мезона.

Окончательно в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при $p_T > 1.6$ ГэВ/с было отобрано около 280 000 π^0 -мезонов.

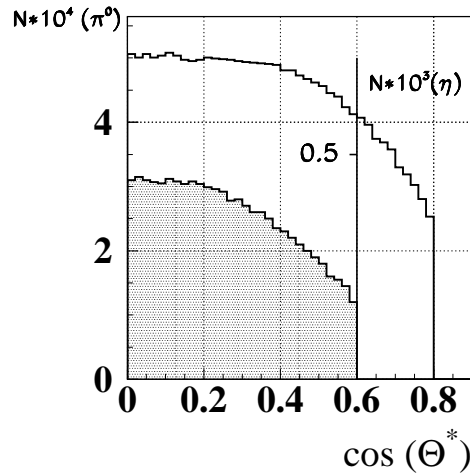


Рис. 3.3: Распределения по асимметрии энергии $\cos(\theta^*) = (E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$ двух γ -квантов.

3.2.1 Алгоритм вычисления асимметрии

A_N определяется согласно (1.7). В нашем случае азимутальный угол, в котором регистрировались π^0 -мезоны находился в диапазоне $0 \pm 15^\circ$ для детектора ЕМС1 и $180 \pm 15^\circ$ для ЕМС2, поэтому значение $\cos\phi$ принималось равным 1 или -1 для двух детекторов соответственно.

Реально измеряемая в эксперименте сырая асимметрия A_N^{raw} для детектора EMC1, расположенного слева по направлению пучка, связана с физически наблюдаемой величиной A_N (1.7) следующим выражением

$$A_N = \frac{D}{P_{target}} \cdot A_N^{raw} = \frac{D}{P_{target}} \cdot \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (3.2)$$

где D – фактор “разбавления” мишени, n_{\uparrow} и n_{\downarrow} – нормированные на монитор числа π^0 -мезонов, образованных на пропандиоловой мишени при противоположных направлениях вектора поляризации.

В качестве монитора использовалось количество частиц, прошедших через мишень установки с учетом эффективности годоскопов, а именно, число триггеров T_0 , вырабатывавшихся при одновременном срабатывании телескопа из трех сцинтилляционных счетчиков и каждой плоскости годоскопов. Пример распределения мониторных счетов T_0 приведен на **Рис. 3.4**.

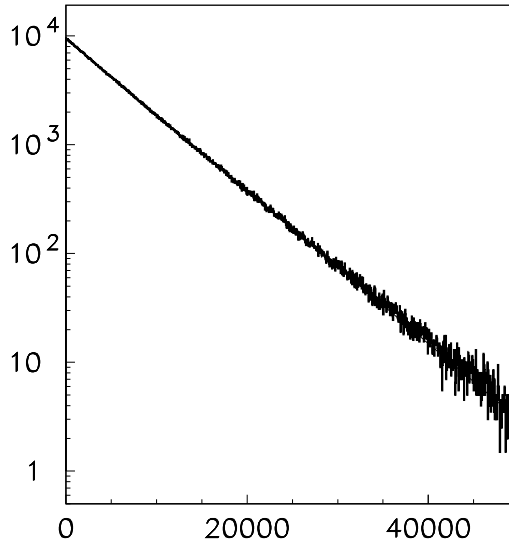


Рис. 3.4: Распределение мониторных счетов.

3.2.2 Алгоритм вычисления фактора разбавления

Для получения окончательного значения асимметрии согласно формуле (3.2) необходимо определить фактор разбавления мишени. В нашем случае, помимо основного вещества, которым является пропандиол $C_3O_2H_8$, мишень имеет добавки, такие как $K_2Cr_2O_7$. Также взаимодействия могут происходить на железных стенках мишени общей толщиной 0.3 мм. Общий вес пропандиоловой около 40 г, диаметр мишени 1.8 см.

Общее количества вещества в мишени представлено в **Таблице 3.1**.

Вклад в сечение взаимодействия пучка на стенках тефлоновой капсулы незначителен (он меньше по величине, чем вклад железных стенок). Сечение инклюзивного

Таблица 3.1: Количество вещества и относительные сечения при весе мишени ≈ 40 г с учетом вещества стенок мишени.

Вещество	Масса (г)	Доля в мишени	A	Вклад по массе	Вклад в сечение ($\alpha = 0.9$)
H	3.730	0.093	1	1	1
C	16.81	0.418	12	4.51	3.5
O	15.50	0.385	16	4.19	3.2
K	0.41	0.010	39	0.11	0.08
Cr	0.54	0.013	52	0.15	0.10
Fe	0.23	0.006	56	0.06	0.04
${}^4\text{He}$	2.80	0.070	4	0.75	0.65
${}^3\text{He}$	0.20	0.005	3	0.05	0.04
Всего	40.23	1.00			8.6

рождения заряженных π - мезонов пропорционально A^α , при этом α находится в интервале от 0.8 до 1.2 (при $p_T > 1$ ГэВ/с)[164]. В наших расчетах в **Таблице 3.1** мы использовали консервативную оценку параметра наклона, равную 0.9. Исходя из расчетов, получаем, что общее сечение превышает рассеяние на водороде примерно в десять раз. Расчеты показывают, что фактор разбавления должен меняться от ≈ 8 до ≈ 10.5 при изменении поперечного импульса p_T от 1.0 до 3.0 ГэВ/с.

Было проведено экспериментальное измерение фактора разбавления мишени. Для этого были проведены специальные измерения на углеродной мишени, а также на пустой мишени. При этом сечение на пропандиоловой мишени бралось как усредненное значение для двух противоположных значений поляризации мишени:

$$D(p_T) = \frac{N^\uparrow(p_T) + N^\downarrow(p_T)}{N_\uparrow^H(p_T) + N_\downarrow^H(p_T) - 2k \cdot N^C(p_T) + 2(k-1) \cdot N^{empty}(p_T)} \quad (3.3)$$

$N_\uparrow^H(p_T)$, $N_\downarrow^H(p_T)$, $N^C(p_T)$, $N^{empty}(p_T)$ – нормированные числа событий при двух значениях поляризации мишени, на углероде и на пустой мишени соответственно; k – коэффициент, учитывающий неэквивалентность по содержанию сложных ядер в по-

Таблица 3.2: Зависимость фактора разбавления от поперечного импульса

p_T	D для водорода	D для дейтерия
$1.2 < p_T < 1.4$	8.0 ± 1.0	–
$1.4 < p_T < 1.6$	8.1 ± 1.2	–
$1.6 < p_T < 1.8$	8.1 ± 0.7	4.4 ± 0.1
$1.8 < p_T < 2.0$	8.2 ± 0.9	4.8 ± 0.1
$2.0 < p_T < 2.2$	8.8 ± 1.3	5.2 ± 0.3
$2.2 < p_T < 2.4$	9.2 ± 1.6	6.0 ± 0.6
$2.4 < p_T < 2.6$	9.5 ± 2.0	6.6 ± 0.8
$2.6 < p_T < 3.2$	10.1 ± 2.5	$7. \pm 1.2$

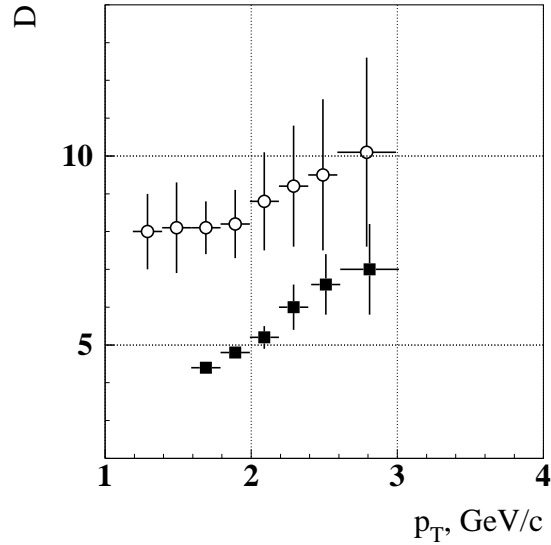


Рис. 3.5: Зависимость фактора разбавления D водородной (пустые кружки) и дейтериевой (заполненные квадраты) мишеней в зависимости от поперечного импульса p_T при измерениях под углом 90° в системе центра масс. Измерения проведены при одних значениях p_T , но сдвинуты относительно друг друга для лучшего восприятия.

ляризованной мишени и безводородном эквиваленте, а также различие в них ядерного поглощения частиц пучка и радиационного поглощения γ -квантов.

Результаты измерений представлены в **Таблице 3.2** и на **Рис. 3.5**. Для реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в области до $p_T < 2$, фактор разбавления равен 8.1 ± 0.5 , а с дальнейшим увеличением поперечного импульса возрастает до 10.1 ± 2.5 при $p_T > 2.6$ ГэВ/с. Для реакции $\pi^- + d_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ фактор разбавления меняется от ≈ 4 до ≈ 7 при изменении поперечного импульса p_T от 1.0 до 3.0 ГэВ/с.

3.3 Экспериментальные результаты

Результаты измерений асимметрии A_N в реакции $\pi^- + d_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ приведены в **Таблице 3.3** и на **Рис. 3.6**. При значениях поперечного импульса $p_T > 2.2$ ГэВ/с асимметрия велика и превышает по абсолютному значению 30%.

Параллельно было проведено измерение в реакции (3.1). Результаты измерений приведены в **Таблице 3.4** и на **Рис. 3.7**. При $p_T > 2.2$ ГэВ/с асимметрия значительна и достигает -50% . В этой же области асимметрия не зависит от того какая используется мишень (дейтериевая или пропандиоловая).

3.3.1 Исследование ложной асимметрии.

Из-за того, что сечение сильно зависит от поперечного импульса p_T , а также по другим возможным причинам, возможен систематический сдвиг асимметрии. Как

Таблица 3.3: Асимметрия A_N в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 40 ГэВ и $x_F \approx 0$.

p_T , ГэВ/с	$\langle x_F \rangle$	A_N , %
1.6 – 1.8	-0.01	3 ± 4
1.8 – 2.0	-0.02	-14 ± 6
2.0 – 2.2	-0.03	-13 ± 9
2.2 – 2.4	-0.04	-24 ± 15
2.4 – 2.6	-0.05	-47 ± 27
2.6 – 3.2	-0.07	-100 ± 31

Таблица 3.4: Асимметрия A_N в реакции $\pi^- p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \eta + X$ при энергии 40 ГэВ и $x_F \approx 0$.

p_T , ГэВ/с	A_N , % в $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \eta X$	A_N , % в $\pi^- d_{\uparrow} \rightarrow \eta X$	Суммарная A_N , %
1.6 – 1.8	-5 ± 17	13 ± 9	9 ± 8
1.8 – 2.2	-38 ± 17	14 ± 13	-5 ± 10
2.2 – 3.2	-52 ± 29	-74 ± 33	-62 ± 22

Таблица 3.5: Асимметрия A_N^{aw} в реакции $\pi^- + N_{\uparrow} \rightarrow 2\gamma + X$ в диапазоне масс $220 < m_{2\gamma} < 460$ при энергии 40 ГэВ при $x_F \approx 0$.

p_T , ГэВ/с	A_N , %
1.6 – 1.8	0.5 ± 0.6
1.8 – 2.0	0.6 ± 0.7
2.0 – 2.2	-0.8 ± 1.0
2.2 – 2.6	0.1 ± 1.0
2.6 – 3.2	-0.65 ± 1.4

Таблица 3.6: Асимметрия A_N в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 40 ГэВ при $x_F \approx 0$.

p_T , ГэВ/с	A_N , % в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	A_N , % в реакции $\pi^- + N_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$
1.2 – 1.4	10 ± 6	10 ± 6
1.4 – 1.6	-4 ± 10	-4 ± 10
1.6 – 1.8	-8 ± 7	0.3 ± 3.5
1.8 – 2.0	-14 ± 5	-14 ± 4
2.0 – 2.2	-7 ± 7	-9 ± 5.5
2.2 – 2.4	-35 ± 12	-31 ± 9
2.4 – 2.6	-56 ± 20	-53 ± 16
2.6 – 3.2	-35 ± 19	-53 ± 16

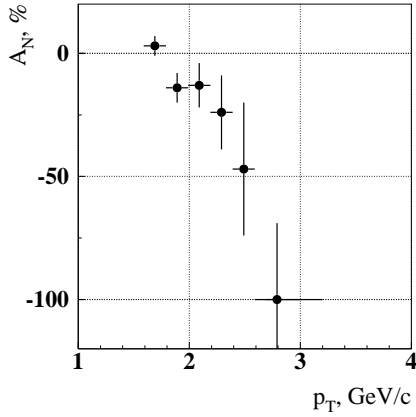


Рис. 3.6: Зависимость асимметрии A_N в реакции $\pi^- + d \rightarrow \pi^0 + X$ от поперечного импульса p_T при энергии 40 ГэВ и $x_F \approx 0$.

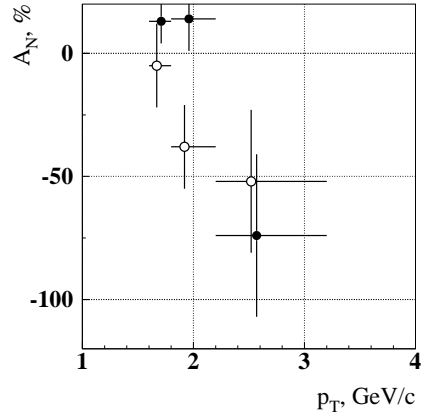


Рис. 3.7: Зависимость асимметрии A_N в реакции $\pi^- p(d) \rightarrow \eta + X$ от поперечного импульса p_T при энергии 40 ГэВ

отмечалось ранее, чтобы уменьшить влияние нестабильности энергетической шкалы калориметров, детекторы мониторировались с помощью светодиодов. Также проводилась перекалибровка на массу π^0 -мезона. Систематические ошибки в таком случае не превышают нескольких процентов.

В то же время мы провели проверку наших данных на наличие ложной асимметрии. Проверка осуществлялась несколькими способами:

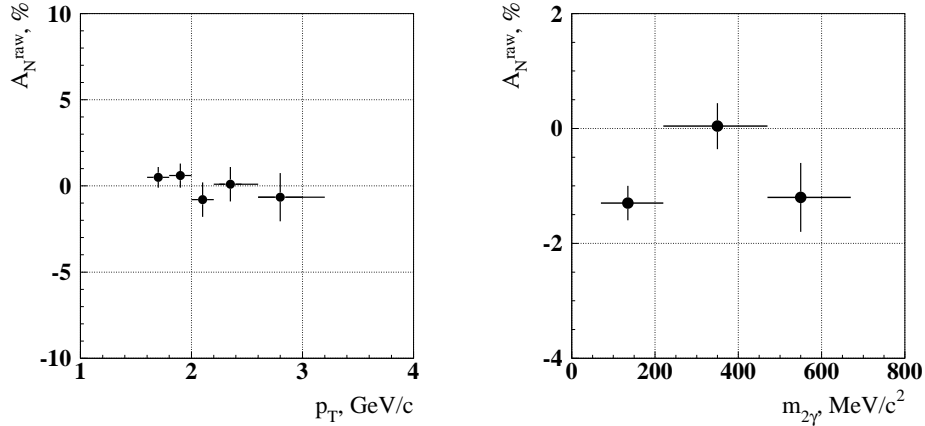


Рис. 3.8: Асимметрия пар γ -квантов в диапазоне масс $220 < m_{2\gamma} < 460$ в зависимости от поперечного импульса p_T (слева) и в зависимости от их массы при $1.8 < p_T < 3.2$ ГэВ/с в области масс π^0 и η -мезонов и между ними (справа).

- Вся статистика для одного знака поляризации разбивалась на два ансамбля событий и им приписывались разные знаки поляризации. Находилась асимметрия для этих двух наборов данных. Найденная асимметрия во всем диапазоне была сравнима с нулем.

- Находилась асимметрия пары γ -квантов в диапазоне масс $220 \div 460 \text{ МэВ}/c^2$, то есть заведомо в области фоновых событий. Значение измеренной асимметрии приведено в **Таблице 3.5** и на **Рис. 3.8**. Ложная асимметрия при всех значениях поперечного импульса была сравнима с нулем, а при $p_T > 1.8 \text{ ГэВ}/c$, то есть там, где значение реальной асимметрии π^0 - и η -мезонов велико $A_N^{\text{raw}}(220 < m_{2\gamma} < 460) = 0.04 \pm 0.4\%$.
- Сравнивалось значение асимметрии для двух детекторов. В пределах ошибок асимметрии совпадают (см. **Рис. 3.9**), что также указывает на незначительную ложную асимметрию.

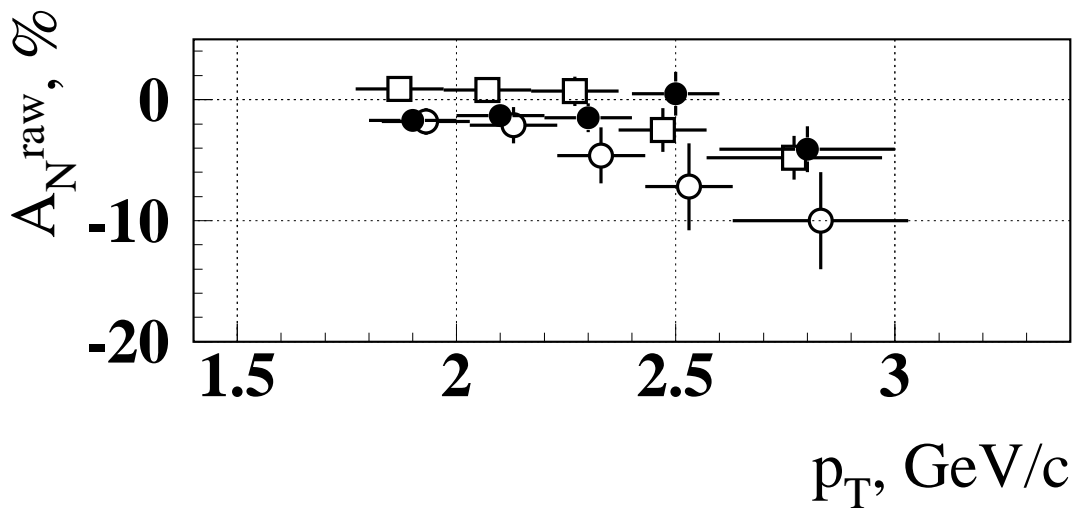


Рис. 3.9: Асимметрия A_N в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в зависимости от поперечного импульса p_T для детектора EMC1 в сеансе 1986 года (пустые окружности) в сеансе 1988 года (закрашенные круги) и EMC2 (квадраты).

Таким образом, все проведенные исследования показывают, что ложная асимметрия не превышает нескольких процентов. Другие неопределенности результата, связанные с неточным определением фактора разбавления и поляризации мишени не превышают, во-первых, 10%, а, во-вторых, они входят как множитель при вычислении асимметрии A_N и одинаково сказываются как на значении собственно асимметрии, так и на значении ошибки (иначе говоря отношение значения асимметрии к ее ошибке не меняется).

3.4 Обсуждение результатов

Как уже отмечалось ранее в первой Главе асимметрия инклюзивно образованных π^0 -мезонов в центральной области изучалась ранее в трех других экспериментах.

3.4.1 Сравнение с другими экспериментальными данными

В эксперименте в ЦЕРН асимметрия была большой, но ошибки не позволяли точно ответить на вопрос о величине асимметрии. Асимметрия π^0 -мезонов в центральной области при энергии 200 ГэВ (эксперимент E704) близка к нулю. Однако оба эти эксперимента проводились с использованием протонного пучка.

Ранее асимметрии на установке ПРОЗА-М была измерена в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$. Результаты измерений представлены в **Таблице 3.6** и на **Рис. 3.10**. Поведение асимметрии π^0 -мезонов в изучаемой реакции в зависимости от поперечного импульса p_T и в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ совпадает в пределах ошибок. Так, асимметрия при значении поперечного импульса $p_T > 2.2$ ГэВ/с равна $(-40 \pm 12)\%$ для реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ и $(-39 \pm 9)\%$ для реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$. Суммарное взвешенное значение асимметрии A_N для двух реакций при $p_T > 2.2$ ГэВ/с равно $(-39 \pm 7)\%$. Такое поведение говорит о том, что поляризации u и d кварков в протоне и дейтерии имеют близкие значения.

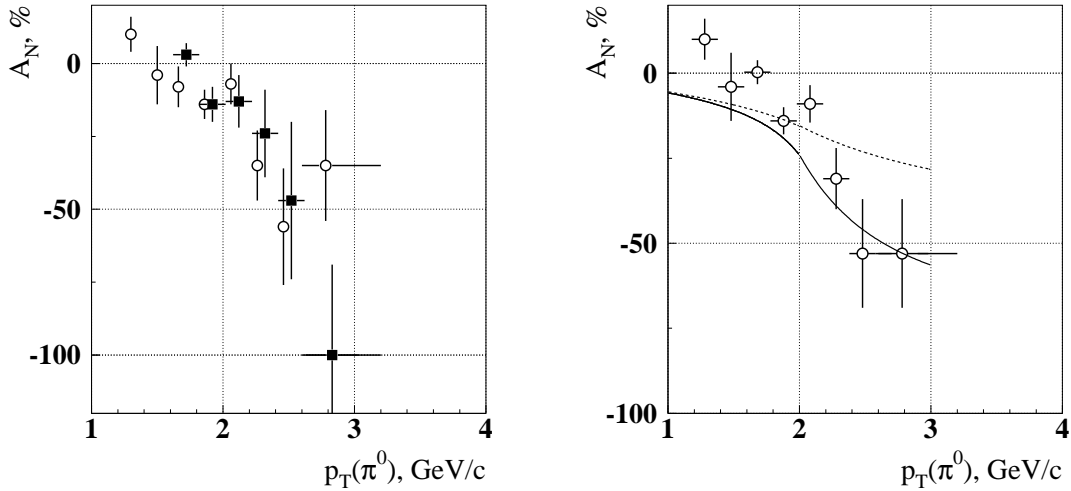


Рис. 3.10: Асимметрия A_N в реакциях $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ (пустые окружности) и $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ (черные квадраты) в зависимости от поперечного импульса p_T (слева). Измерения проведены при одних значениях p_T , точки сдвинуты для лучшего восприятия. Суммарная асимметрия в реакции $\pi^- + N_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ (справа). Сплошная линия – предсказания кварковой модели для U-матрицы [165], пунктирная – для модели с хромоманнитным моментом кварка [117].

3.4.2 Предсказания теоретических моделей

Было сделано несколько попыток объяснить возникновение асимметрии в центральной области. Предсказания Трошина и Тюрина из работы [165] приведены сплошными линиями на **Рис. 3.10**. Пунктирными линиями на этом же рисунке предсказания из модели Рыскина. К сожалению нет предсказаний для данных реакций в моделях Коллинза и Сиверса, однако в этих моделях ожидаются малые величины. Поведение

асимметрии в модели высших твистов (см. **Рис. 1.11**) убывает с ростом поперечного импульса, что противоречит представляемым экспериментальным данным, как и данным по асимметрии заряженных пионов. (Следует заметить, что расчеты проведены для другой и энергии.)

Отметим, еще и следующий факт. Как будет отмечено позже, в исследованиях при 70 ГэВ в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ асимметрия совместима с нулем. Таким образом величина асимметрии в центральной области зависит от сорта взаимодействующих частиц. Большое значение асимметрии указывает на значительный вклад валентных кварков в инклюзивное рождение π^0 -мезонов при поперечных импульсах $p_T > 2.2$ ГэВ/с. Если в pp_{\uparrow} -взаимодействии из-за противоположных по знаку поляризацій u - и d -кварков в протоне и перемешивания каналов из поляризованного и неполяризованного протона может происходить сокращение асимметрии, то в случае $\pi^- p_{\uparrow}$ взаимодействия большая асимметрия может возникнуть при образовании π^0 -мезона из валентных \bar{u} -кварка от падающего π^- -мезона и u -кварка из поляризованного протона, тогда как вклад валентного d -кварка из протона в данном случае существенно подавлен.

3.5 Выводы по данной главе

Отметим коротко основные выводы по данной Главе:

- Измерена односпиновая асимметрия A_N в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области, то есть под углом 90° в системе центра масс при энергии пучка 40 ГэВ. Асимметрия при значении поперечного импульса $p_T > 2.2$ ГэВ/с велика и равна $(-40 \pm 12)\%$.
- Поведение асимметрии одинаково для двух реакций. Таким образом, асимметрия не зависит от типа поляризованной мишени. Суммарное значение асимметрии A_N для реакций $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ и $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при $p_T > 2.2$ ГэВ/с равно $(-39 \pm 7)\%$. Данный результат может указывать, на то, что поляризации u и d -кварков в поляризованном протоне и дейтерии одинаковы.
- При значениях поперечного импульса $p_T < 1.6$ асимметрия сравнима с нулем.
- Если профитировать асимметрию (в зависимости от поперечного импульса) линейной функцией, то функция пересекает ось абсцисс при $p_T^0 = 1.67 \pm 0.15$ (В ошибку входит как ошибка фита, так и ошибка выбора точек для фитирования).
- Асимметрия инклюзивного рождения η -мезонов также велика и достигает $(-62 \pm 22)\%$ при $p_T > 2.2$ ГэВ/с.
- В то же время асимметрия комбинаторной пары γ -квантов в области масс между массами π^0 - и η -мезонов совместима с нулем.
- Расчеты в рамках кварковой модели для U -матрицы хорошо описывают экспериментальные данные.

Глава 4

Исследование односпиновой асимметрии в реакции

$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при 40 ГэВ

В разделе 1.2.1 обсуждались существовавшие ранее результаты измерений асимметрии в области *фрагментации поляризованного протонного пучка*. Основная цель эксперимента ПРОЗА-2[166] заключалась в измерении асимметрии в области *фрагментации поляризованной мишени*. Ранее эксперименты в данной кинематической области не проводились. Другой особенностью данного эксперимента являлось то, что в отличие от всех предыдущих экспериментов в инклюзивном рождении π^0 -мезонов, когда измерения проводились либо при больших продольных импульсах $x_F \gg x_T$, ($x_F \sim 2p_L/\sqrt{s}$ в области фрагментации – переменная Фейнмана, $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$, p_L, p_T – продольный и поперечный импульсы вторичной частицы) либо в центральной области ($x_F \sim 0$), в данном эксперименте вклад обеих, поперечной и продольной, составляющих импульса значителен (см. Рис. 4.1).

4.1 Постановка эксперимента

Исследования проводились на 14-ом канале ускорительного комплекса У-70, на установке ПРОЗА-2. Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 4.2. Подробное описание экспериментальной установки и ее детекторов приведено в Главе 2. Измерения проводились в 1999 и 2000 годах.

В данных измерениях годоскоп H2 размещался на расстоянии 3.2 м от центра мишени и состоял из двух плоскостей по 12 счетчиков $2 \times 5 \times 40$ мм³ (2 мм – в направлении, перпендикулярном пучку). Характеристики пучка отрицательных частиц приведены в (2.1.5).

γ -кванты от распада π^0 - мезона регистрировались электромагнитным калоримет-

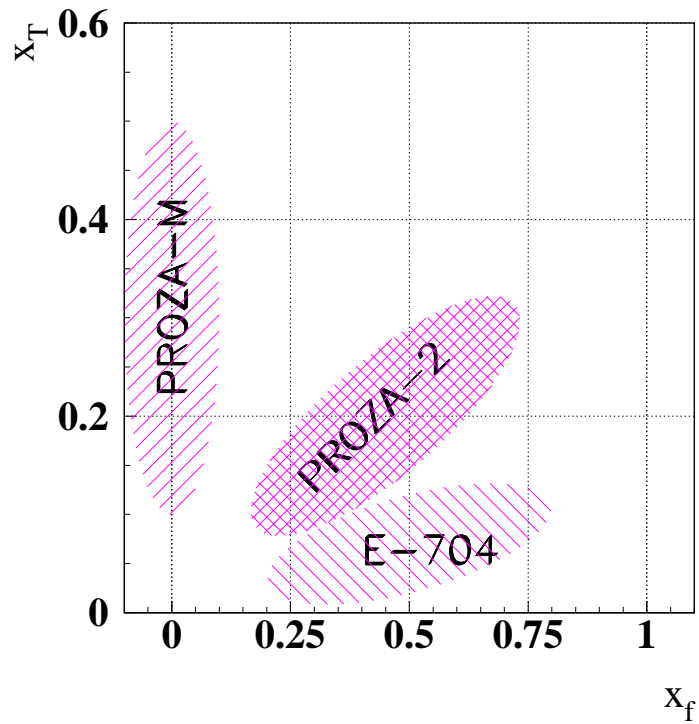


Рис. 4.1: Области поиска односпиновой асимметрии, x_T в системе покоя неполяризованной частицы

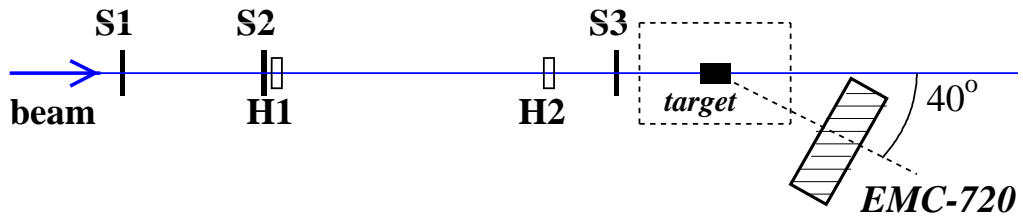


Рис. 4.2: Схема экспериментальной установки ПРОЗА-2. $S1 - S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $H1 - H2$ – годоскопы; *target* – поляризованная мишень; EMC-720 – электромагнитный калориметр, расположенный под углом 40° (в двух сеансах 2000 года) или 30° (в 1999 году) к оси пучка.

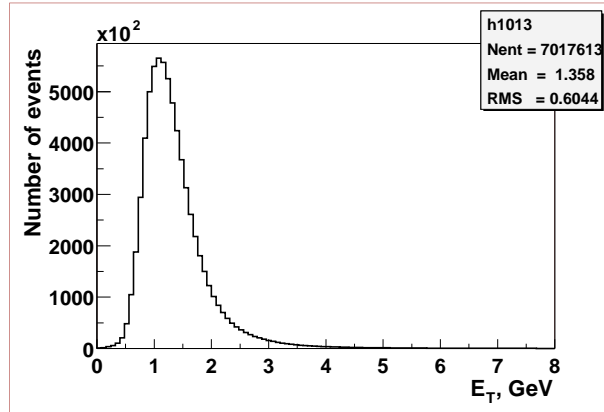


Рис. 4.3: Спектр триггерных сигналов для сеанса 1999 года.

ром полного поглощения. Детектор состоял из 720-ти счетчиков из свинцового стекла ТФ1-00 [148], уложенных в виде прямоугольной матрицы (30 столбцов по 24 счетчиков в каждом). Калориметр находился на расстоянии ~ 2.3 м от мишени. В данной геометрии при регистрируемых энергиях π^0 -мезонов углы разлета γ -квантов таковы, что перекрывающиеся ливни практически отсутствовали. Центральные счетчики ЕМС-720 располагались под углом 30° к центру мишени в горизонтальной плоскости в сеансе 1999 года для измерений при $-0.4 < x_F < -0.1$ и под углом 40° в двух сеансах 2000 года для измерений при $-0.8 < x_F < -0.3$. Подробное описание калориметра приведено в **разделе 2.3**.

Триггер первого уровня (см. **2.4.1**) позволял подавить сигналы с малыми поперечными импульсами. На **Рис. 4.3** показан цифровой аналог данного триггера для сеанса 1999 года. В данной гистограмме представлена сумма амплитуд со всех ячеек, разделенных на величину шунтирующего сопротивления для каждой ячейки. Триггер для детектора был выставлен на уровне 1.1 ГэВ в сеансе 1999 года и 1.4 ГэВ в 2000 году.

В качестве электроники амплитудного анализа использовались 12-битные аналого-цифровые преобразователи П-267 [157]. Данные считывались компьютером на основе процессора МС68030 под управлением операционной системы реального времени OS-9 и передавались по локальной сети на отдельный компьютер для обработки данных “в линию” и архивации на магнитный носитель. За один цикл ускорителя с учетом эффективности работы системы сбора данных записывалось около 300 событий. Всего за тридцать дней набора статистики было записано около 100 млн. событий. Обработка осуществлялась на персональных компьютерах под операционной системой Linux.

4.2 Анализ данных

При анализе данных эксперимента отбирались γ -кванты с энергией от 0.5 до 3.5 ГэВ (см. **Рис. 4.4**). Средняя множественность регистрируемых γ -квантов была 1.3.

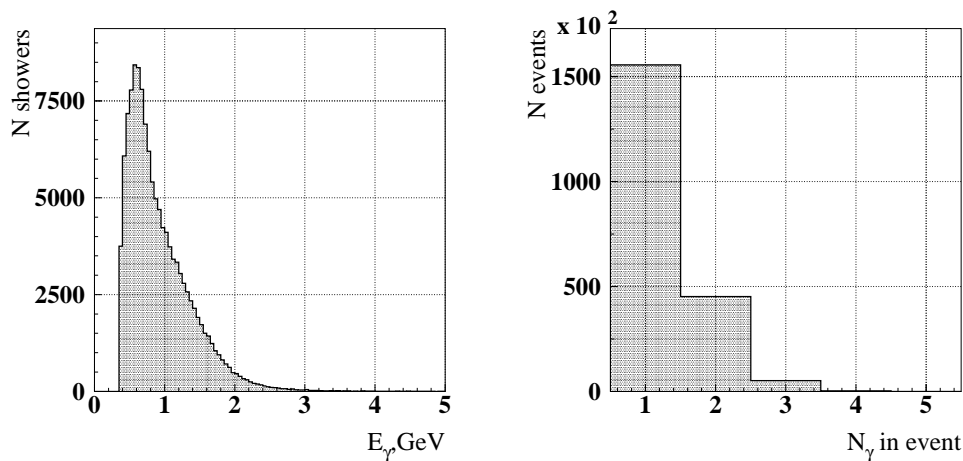


Рис. 4.4: Энергетический спектр (слева) и распределение по множественности восстановленных γ -квантов в калориметре EMC-720.

4.2.1 Моделирование развития электромагнитных ливней с низкой энергией в калориметре

Для того, чтобы правильно восстанавливать энергию гамма-квантов и π^0 -мезонов было проведено моделирование электромагнитных ливней в свинцовом стекле. Процедура моделирования включала в себя два этапа. В начале разыгрывался электромагнитный ливень в веществе калориметра программой GEANT3.21 [167], проводился светосбор черенковского света в реальной геометрии детектора и событие (γ -квант или π^0 -мезон) в определенном формате записывалось в файл. На втором этапе проводилась реконструкция событий, используя программное обеспечение для обработки “вне линии”, развитое в рамках эксперимента “ПРОЗА”.

Вершина разыгрываемых фотонов (или π^0 -мезонов) бралась в точке, соответствующей центру мишени. Площадь детектора облучалась равномерно, тем самым перекрывался весь угловой диапазон, ожидаемый в эксперименте.

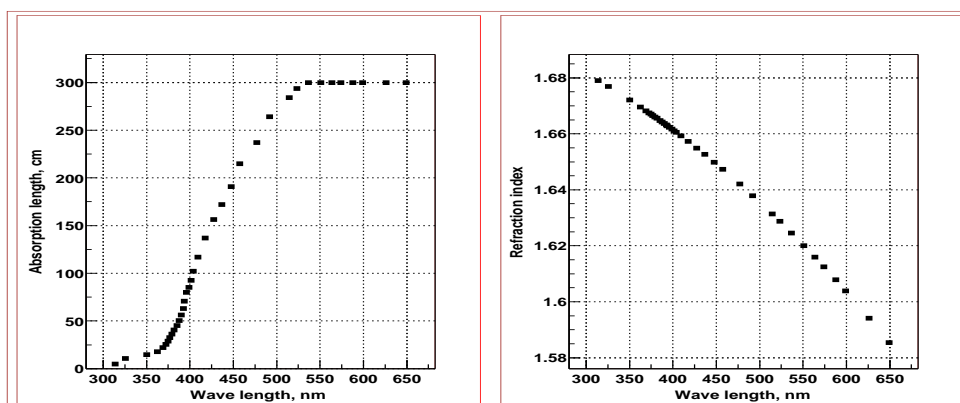


Рис. 4.5: Оптические характеристики свинцового стекла в зависимости от длины волны фотонов: а) длина поглощения; б) коэффициент преломления.

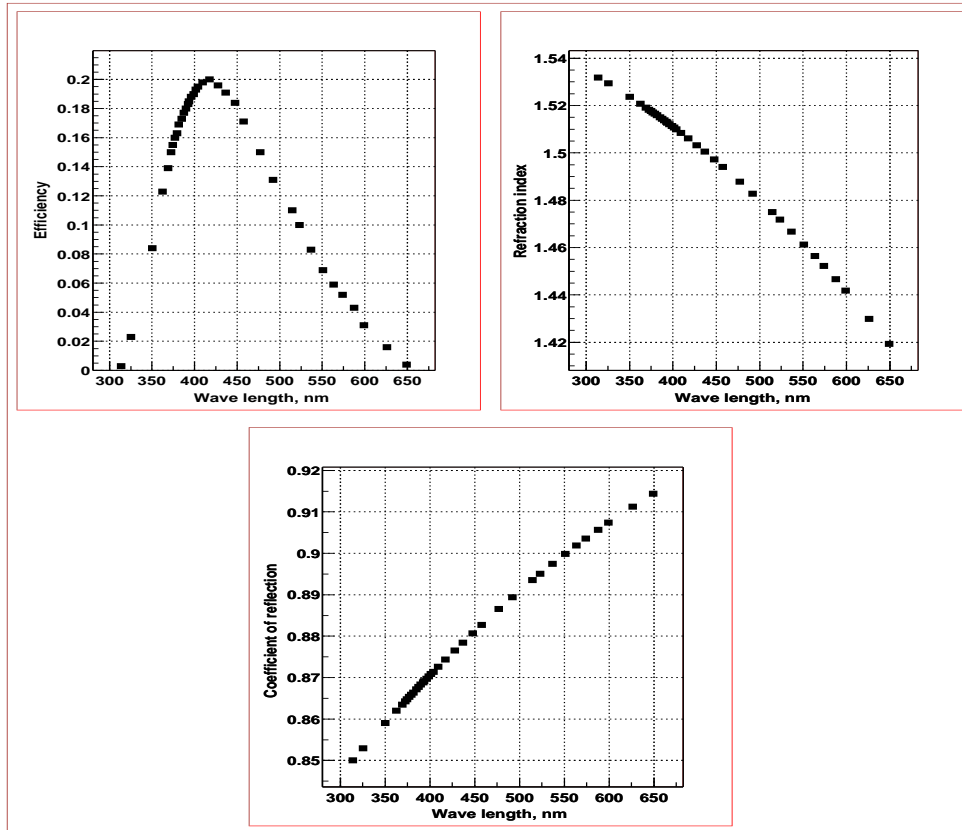


Рис. 4.6: Оптические характеристики фотоумножителя ФЭУ-84/3 в зависимости от длины волны фотонов: а) спектральная чувствительность фотокатода; б) коэффициент преломления. с) Коэффициент отражения света от алюминизированного майлара в зависимости от длины волны фотона.

Прослеживалась история каждого фотона черенковского света, образующегося в свинцовом стекле. При этом учитывалось поглощение света в среде, отражение от границ и эффективность регистрации фотонов в фотоумножителе ФЭУ-84/3. На движение фотонов к фоторегистратору наиболее существенное влияние оказывает длина поглощения света в свинцовом стекле в зависимости от его энергии. Для учета этой характеристики были проведены специальные измерения [168]. Оптические характеристики свинцового стекла, входного окна фотоумножителя [169], коэффициент отражения алюминизированного майлара [170] и спектральная чувствительность фотокатода [171] представлены на **Рис. 4.5 и 4.6**.

Характерный спектр фотонов черенковского света в свинцовом стекле от каскада, инициированного гамма-квантом с энергией 1 ГэВ, показан на **Рис. 4.7а**. Всего рождается около 70 тыс. фотонов, из которых $\sim 12.3\%$ попадают на фотокатод ФЭУ. Из последних $\sim 11.8\%$ фотонов дают регистрируемые фотоэлектроны. Спектр оптических фотонов, попавших в фотокатод, представлен на **Рис. 4.7б**, а спектр зарегистрированных - на **Рис. 4.7с**. Число зарегистрированных фотоэлектронов при 1 ГэВ составляет ~ 1000 , что соответствует экспериментально измеренным данным для свинцовых счетчиков ТФ-1 и используемого типа стекла фотоумножителя ФЭУ-

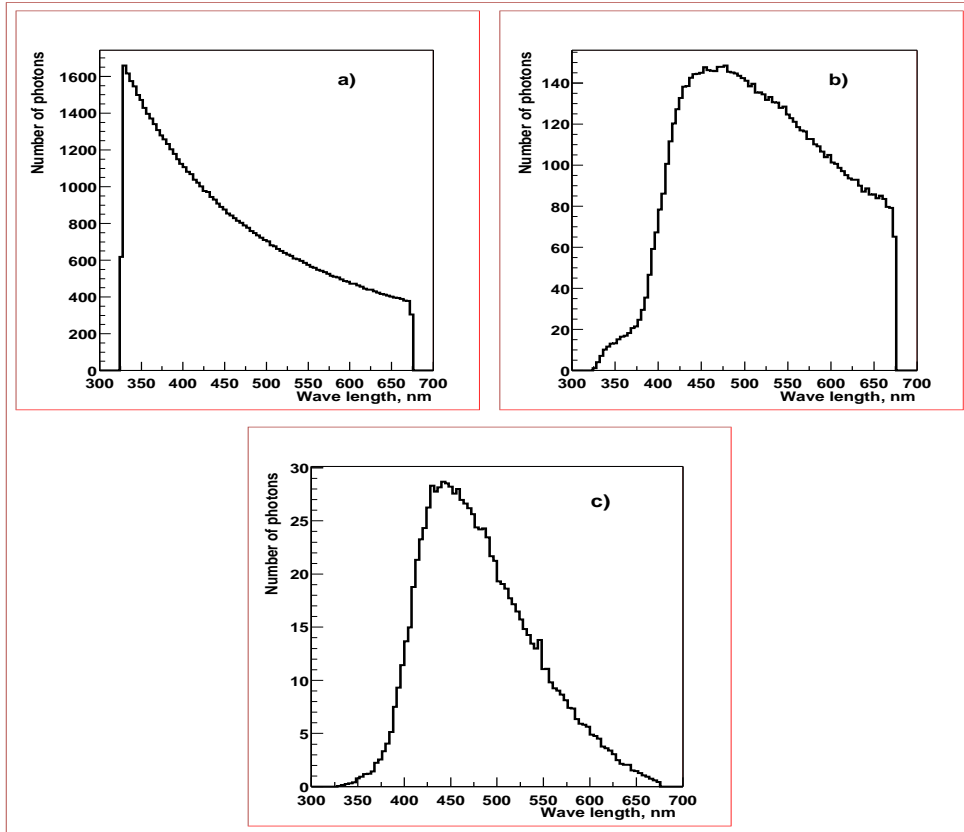


Рис. 4.7: Спектры фотонов черенковского света в свинцовом стекле, инициированного γ -квантом с энергией 1 ГэВ, усредненные по 100 событиям: а) испущенные фотоны; б) попавшие на фотокатод ФЭУ; в) зарегистрированные фотоны.

84 [149].

В результате моделирования обнаружено, что при регистрации низкоэнергичных γ -квантов теряется значительная (до 20%) доля энергии, в основном, из-за порога регистрации электроники. Зависимость отношения регистрируемой энергии к истинной показана на **Рис. 4.8**. На этом же рисунке показано, что эффективность реконструкции электромагнитных ливней в калориметре в отсутствие фона близка к 100% при энергиях выше 0.8 ГэВ и превышает 80% при энергии 0.5 ГэВ (нижний порог энергии γ -квантов, которые использовались в дальнейшем для поиска π^0 -мезонов).

Представляет интерес сравнить энергетическое разрешение восстановленных γ -квантов по указанной выше методике в исследуемом нами диапазоне энергий с данными, приведенными в [172] для детекторов аналогичного типа, но полученными в другой области энергий - от 5 ГэВ до 300 ГэВ. С этой целью наши данные (см. **Рис. 4.9**), мы аппроксимировали зависимостью, используемой в [172]:

$$\sigma(E)/E = a + \frac{b}{\sqrt{E}}, \quad \% \tag{4.1}$$

где E - в ГэВ.

Минимизируя данные зависимостью (2), были найдены значения свободных па-

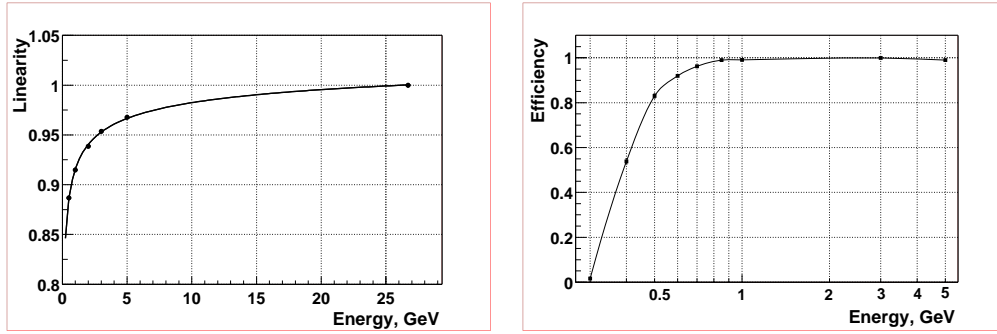


Рис. 4.8: Доля зарегистрированной калориметром энергии (слева) и эффективность восстановления электромагнитного ливня в детекторе (справа) от истинной энергии γ -кванта при моделировании.

раметров a и b :

$$a = 1,41 \pm 0,07; \quad b = 4,21 \pm 0,09. \quad (4.2)$$

Результат аппроксимации представлен на **Рис. 4.9**. Полученные значения параметров близки к величинам, приведенным в [172] - 1.3 и 5, соответственно.

4.2.2 Регистрация π^0 -мезонов

Поправки к энергии ливня, полученные при моделировании, позволили учесть потери энергии и правильно восстановить энергию и массу π^0 -мезона. На **Рис. 4.10** показан массовый спектр пары гамма-квантов, ширина которого σ_m составляет около 15 МэВ/ c^2 .

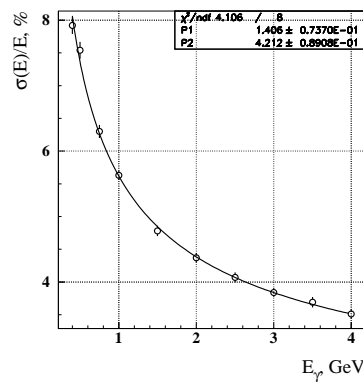


Рис. 4.9: Разрешение по энергии $\sigma(E)/E$ γ -квантов (в %) из моделирования; сплошная кривая - результат аппроксимации зависимостью (4.1).

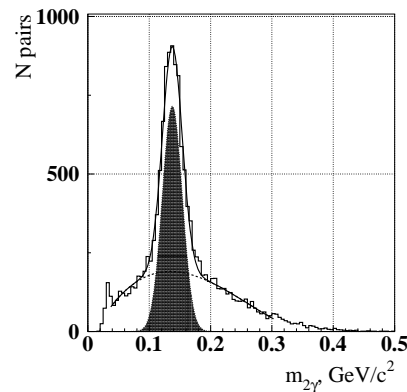


Рис. 4.10: Массовый спектр для EMC720.

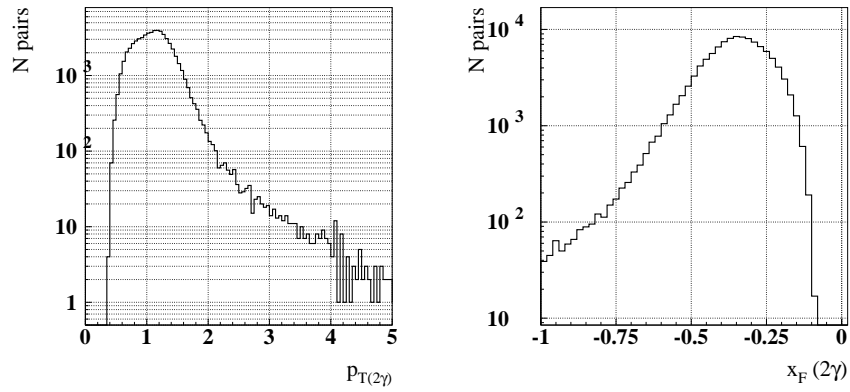


Рис. 4.11: p_T (слева) и x_F распределения пар гамма-квантов для ЕМС-720 в области масс π^0 -мезона в осеннем сеансе 2000 г. Распределения приведены без учета эффективности реконструкции π^0 мезона.

Выбранная геометрия и триггер позволили регистрировать π^0 -мезоны в области фрагментации мишени при поперечных импульсах более 0.5 ГэВ/с. Распределение пар гамма-квантов в области масс π^0 -мезона по кинематическим переменным представлено на **Рис. 4.11**. На **Рис. 4.12** показано экспериментальное двумерное распределение пар γ -квантов в области масс π^0 -мезона и результаты моделирования. Экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами моделирования. Видна корреляция между p_T и x_F из двумерного распределения по этим кинематическим переменным.

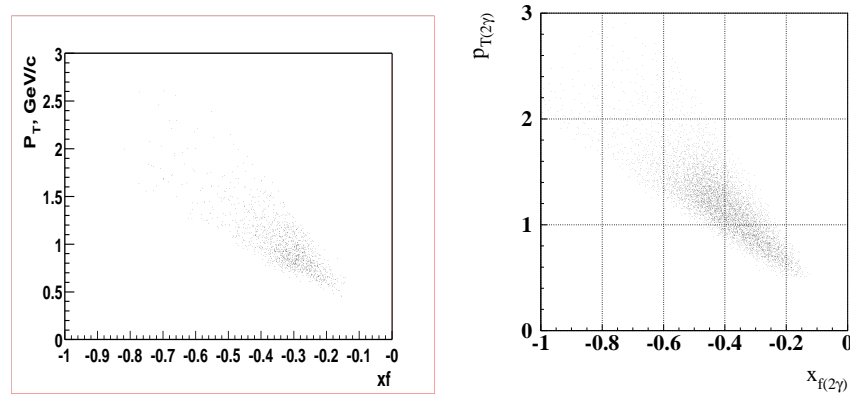


Рис. 4.12: Двумерное распределение π^0 -мезонов в зависимости от p_T и x_F , полученное при моделировании (слева) и для реальных пар γ -квантов в области масс π^0 -мезона (справа).

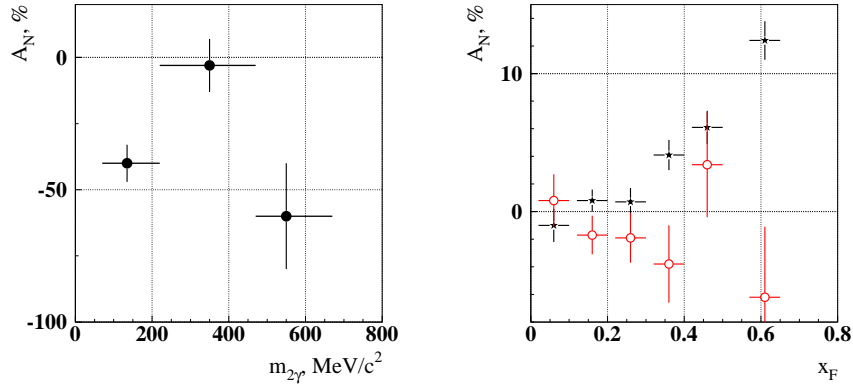


Рис. 4.13: Асимметрия пар γ -квантов в зависимости от их массы в эксперименте ПРОЗА-М в области масс π^0 и η -мезонов и между ними (слева) [2]; асимметрия A_N в эксперименте E704 (справа) для пар в области масс π^0 -мезона (закрашенные звезды) и вне масс π^0 -мезона (пустые окружности)[173].

4.2.3 Алгоритм получения асимметрии

Реально измеряемая в эксперименте сырая асимметрия A_N^{raw} для детектора, расположенного справа по направлению пучка, вычисляется по формуле (3.2), но с противоположным знаком. При измерении асимметрии может возникнуть дополнительная асимметрия, связанная с дрейфом электроники триггера, просчетами мониторных счетчиков либо другими причинами. С учетом этого измеренная асимметрия является суммой реальной асимметрии и асимметрии фона.

$$A_{2\gamma}^{measured} = k \cdot A_{\pi^0}^{real} + A_{backgr}, \quad (4.3)$$

где k – относительное число π^0 -мезонов, зависящее от массы пары γ -квантов. Для того, чтобы избавиться от этого систематического сдвига асимметрии, был разработан метод, основанный на допущении, что асимметрия фона равна нулю. Под асимметрией фона A_{backgr} подразумевается асимметрия пар гамма-квантов вне массового пика π^0 мезонов. Основанием для такого утверждения служат результаты ранее проведенных экспериментов – ПРОЗА-М (см. результаты **Главы 3** и E704[173]. Результаты исследований асимметрии вне массового пика в упомянутых экспериментах приведены на **Рис. 4.13**.

Чтобы подавить систематические ошибки, связанные с нестабильностью работы электроники, из обработки по всей статистике были исключены “горячие” счетчики, то есть счетчики, которые в среднем срабатывали значительно чаще, чем соседние, хотя бы на одном ансамбле событий. Проверка “горячих” счетчиков проводилась для трехчасовых интервалов времени. Всего было отбраковано две группы по 16 счетчиков, соответствующие двум АЦП, и девять отдельных счетчиков. Таким образом, фон под массовым пиком π^0 -мезона определялся только физическим фоном от γ -квантов.

Пример вычисления асимметрии $A_{\pi^0}^{raw}$ показан на **Рис. 4.14,4.15**. Асимметрия получается как отношение разности нормированных значений числа пар $n_{\downarrow} - n_{\uparrow}$ γ -

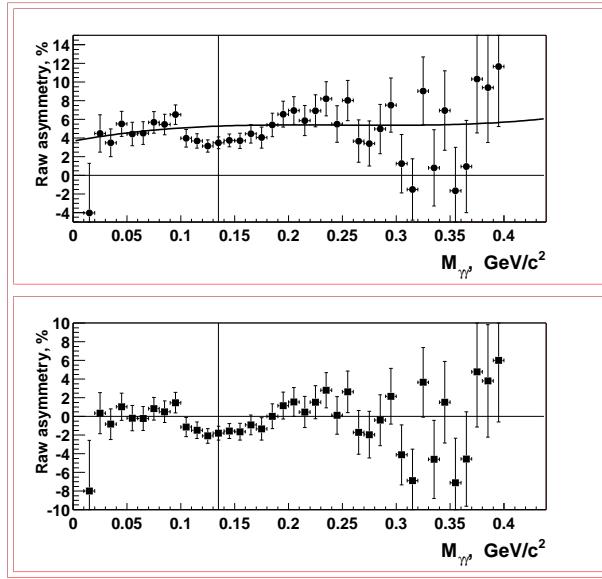


Рис. 4.14: Сырая асимметрия A^{raw} в зависимости от массы пары γ -квантов(сверху) и результат после вычитания асимметрии фона для сеанса весна 2000 г.

квантов в зависимости от массы при двух разных направлениях вектора поляризации мишени к их сумме $n_{\downarrow} + n_{\uparrow}$. Асимметрия фона A_{backgr} фитируется вне массового пика. Полученная величина вычитается из измеренной в каждой точке асимметрии $A_{2\gamma}^{measured}$. В результате мы получаем сырую асимметрию $A_N^{raw}(\pi^0)$. Полученное распределение фитируется с учетом числа пар (веса) π^0 -мезонов в каждой точке массового спектра. Ширина, вес и ошибки определяются из массового спектра пар γ -квантов.

Систематическая ошибка данного метода определяется, в основном, статистикой пар γ -квантов вне масс π^0 мезона и для разных интервалов по x_F составляла от 50 до 100% от статистической ошибки определения числа π^0 -мезонов. В представленных в этой работе результатах ошибка включает как статистическую, так и си-

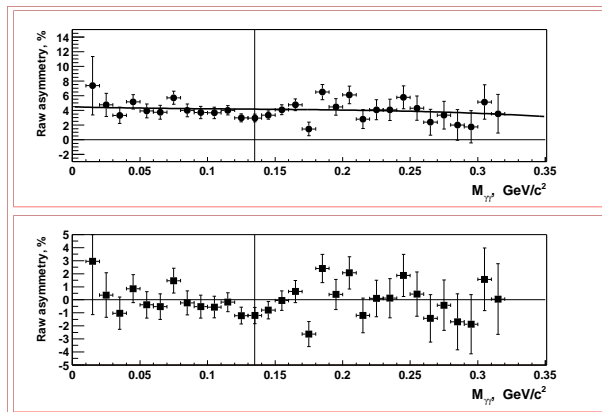


Рис. 4.15: Сырая асимметрия A^{raw} в зависимости от массы пары γ -квантов(сверху) и результат после вычитания асимметрии фона для осеннего сеанса 2000 г.

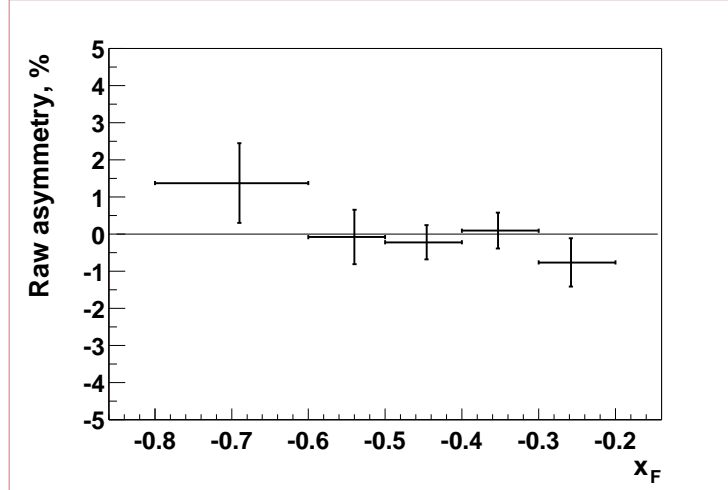


Рис. 4.16: Зависимость ложной асимметрии от x_F для сеанса весна 2000 г.

стематическую ошибки. Асимметрия A_N для пар γ -квантов вне массы π^0 -мезона (см. Рис. 4.13) для эксперимента E704 равна $A_N = -1.0 \pm 0.8\%$, а для эксперимента ПРОЗА-М (см. раздел 3.3.1) $A_N^{raw} = 0.04 \pm 0.4\%$ усредненное по интервалу $1.8 < p_T < 3.2$ ГэВ/с. В наших расчетах мы считали асимметрию фона $A_{backgr} = 0$ без учета ошибок измерения.

4.2.4 Анализ ложной асимметрии

Ложная асимметрия определяется дрейфом энергетической шкалы калориметра и связанным с этим неточным восстановлением кинематических параметров пары γ -квантов. Сечение инклюзивного образования π^0 -мезонов сильно зависит от p_T . Поэтому разница энергетической шкалы детектора в 1% между положительным и отрицательным направлением поляризации мишени приводит к сырой ложной асимметрии на уровне 2%, то есть к ложной асимметрии 20% с учетом фактора разбавления. В нашем случае нестабильность энергетической шкалы калориметра была меньше 0.1%. Таким образом, ложная асимметрия, определяемая нестабильностью энергетической шкалы была менее 0.2% для сырой асимметрии и 2% в измеряемой величине (с учетом фактора разбавления и поляризации мишени $D/P_{target} \sim 10$).

Для оценки величины ложной асимметрии статистика при одинаковом значении поляризации мишени разбивалась на две равные части, и находилась асимметрия для этих наборов событий, условно приписывая этим двум ансамблям событий разные знаки поляризации мишени.

Результат вычисления ложной асимметрии для одного из трех сеансов представлен на Рис. 4.16.

Видно, что в пределах ошибок ложная асимметрия равна нулю. Такой же результат получен и для других сеансов. Однако, значения ошибок достаточно велики. Для того, чтобы убедиться в совместимости данных при разных измерениях, мы сравнили результаты по асимметрии для трех сеансов, проведенных в разное время (см. Рис. 4.17). Результаты совпадают в пределах ошибок.

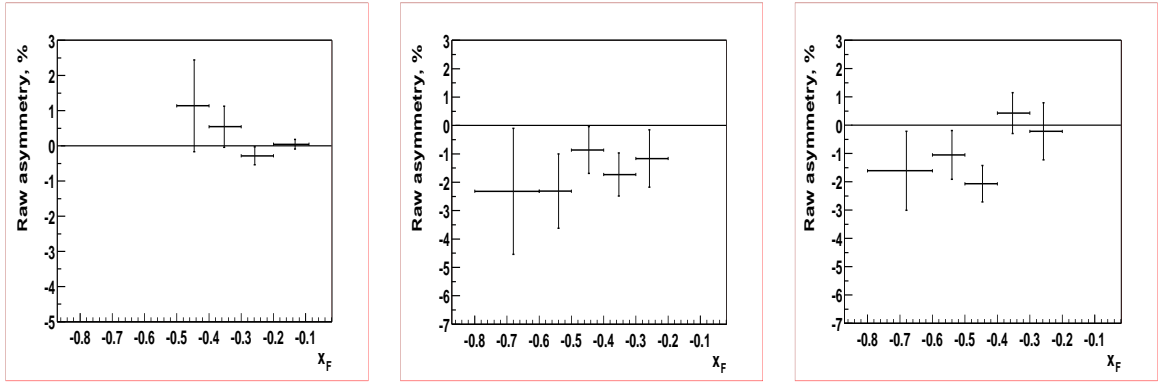


Рис. 4.17: A_N^{raw} для трех разных сеансов – весна-1999 (слева), весна-2000 (в центре) и осень-2000

4.3 Результаты по асимметрии

Окончательные результаты с учетом фактора разбавления и поляризации мишени приведены на **Рис. 4.18** и в **таблице 4.1**. При вычислении физически наблюдаемой асимметрии A_N ошибки определения фактора разбавления D и поляризации мишени, которые составляют около 10%, не учитывались.

Асимметрия в области $-0.8 < x_F < -0.4$ составляет $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$. При $-0.4 < x_F < -0.1$ асимметрия сравнима с нулем.

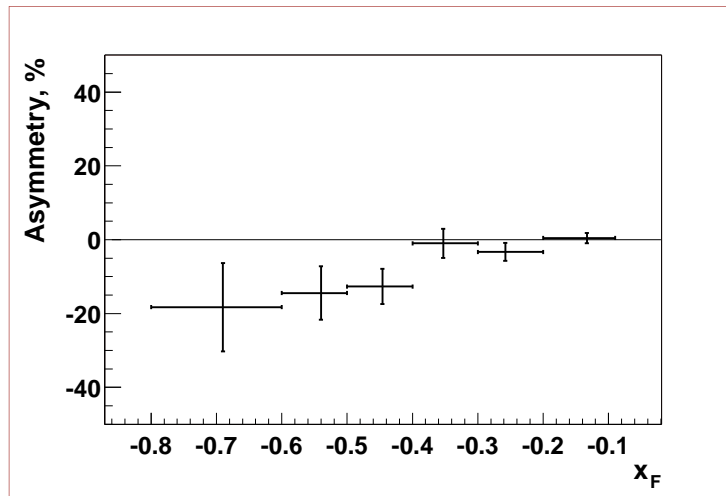


Рис. 4.18: Асимметрия A_N π^0 -мезонов в области фрагментации мишени в зависимости от x_F

Таблица 4.1: Асимметрия в зависимости от x_F в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при импульсе пучка 40 ГэВ/с.

$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle$	A_N
-0.133	0.8	0.4 ± 1.4
-0.258	1.1	-3.3 ± 2.4
-0.353	1.3	-1.0 ± 3.9
-0.446	1.5	-12.7 ± 4.8
-0.54	1.65	-14.4 ± 7.2
-0.69	1.8	-18.3 ± 11.9

4.4 Обсуждение результатов

4.4.1 Сравнение с другими экспериментальными данными

Асимметрия инклюзивно рожденных π^0 - мезонов в области фрагментации поляризованной частицы измерялась также в экспериментах E704 при 200 ГэВ и в БНЛ при 20 ТэВ в системе покоя мишени (если пересчитать энергию в системе центра масс с двумя сталкивающимися пучками с энергиями 100 ГэВ коллайдера RHIC в энергию пучка в лабораторной системе). Результаты трех экспериментов в области *фрагментации поляризованной частицы* приведены в **таблице 4.2**.

Таблица 4.2: Результаты измерений A_N в области фрагментации поляризованных протонов в разных экспериментах при $1 < p_T < 2$ ГэВ/с.

Эксперимент	$ A_N , \%$
E704, ФНАЛ [86]	12.4 ± 1.4
STAR, БНЛ [91]	14 ± 4
Данный эксперимент	13.8 ± 3.8

Во всех экспериментах абсолютное значение асимметрии возрастает с ростом $|x_F|$ и при больших значениях $|x_F|$ достигает 10 – 15%. Отсюда можно заключить, что асимметрия инклюзивно образованного π^0 -мезона в области фрагментации поляризованного протона практически не зависит от энергии в диапазоне 40-20000 ГэВ в лабораторной системе. Измеренная анализирующая способность в данной реакции довольно высока, 10 – 15%, а сечение образования π^0 -мезонов велико. Таким образом, данная реакция может использоваться для измерения поляризации протонных пучков.

Ранее в эксперименте ПРОЗА-М (см работу [2] и **Главу 3**) измерялась асимметрия A_N в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при импульсе пучка 40 ГэВ/с в центральной области[2]. Асимметрия при этом возрастала по модулю с ростом p_T и достигала –40%. Точка пересечения асимметрией нуля (при фитировании линейной функцией) соответствовала $p_T^0 = 1.67 \pm 0.15$ ГэВ/с. Чтобы сравнить наши новые результаты с работой[2], мы построили зависимость асимметрии от импульса π^0 - мезона в систе-

ме центра масс p . Асимметрия начинает возрастать по модулю (см. **Рис. 4.19**) при $p_0 = 1.7 \pm 0.15$ ГэВ/с. Так как измерения в [2] проводились под углом 90° в системе центра масс, то p_T^0 был близок к p_0 . Таким образом, в обеих кинематических областях асимметрия по модулю начинает возрастать при одной и той же энергии π^0 -мезона.

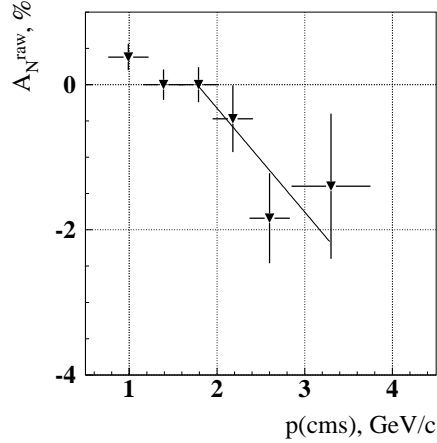


Рис. 4.19: Сырая асимметрия A_N^{raw} π^0 -мезонов в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации мишени в зависимости от p_R

4.4.2 Сравнение с теоретическими моделями

Предсказания односпиновой асимметрии A_N в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ [174] для модели Сиверса, полученные Ансельмино для эксперимента E704[121]-[127], приведены на **Рис. 4.20**. Предсказание Ансельмино в рамках модели Коллинза слабо отличается от приведенной кривой. На этом же рисунке (в центре) приведены предсказания кварковой модели для U-матрицы на основании формулы (26) из работы [114] и предположения, что результаты слабо зависят при переходе от энергии 200 ГэВ к нашему случаю (40 ГэВ) [175].

Параметры моделей были выбраны таким образом, чтобы хорошо объяснить результаты E704. Так как представляемые результаты и данные E704 близки между собой, то они находятся в хорошем согласии с предсказаниями теоретических моделей.

Отметим также, что при малых значениях $|x_F|$ большой вклад в сечение дает глюонная компонента, поэтому асимметрия при $|x_F| < 0.4$ должна быть малой, так как поперечные глюонные функции слабо зависят от поляризации протона.

4.5 Выводы по данной главе

Основные результаты данной Главы заключаются в следующем:

- Впервые измерена асимметрия в инклюзивной реакции в области фрагментации поляризованной мишени. Измеренная асимметрия в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow$

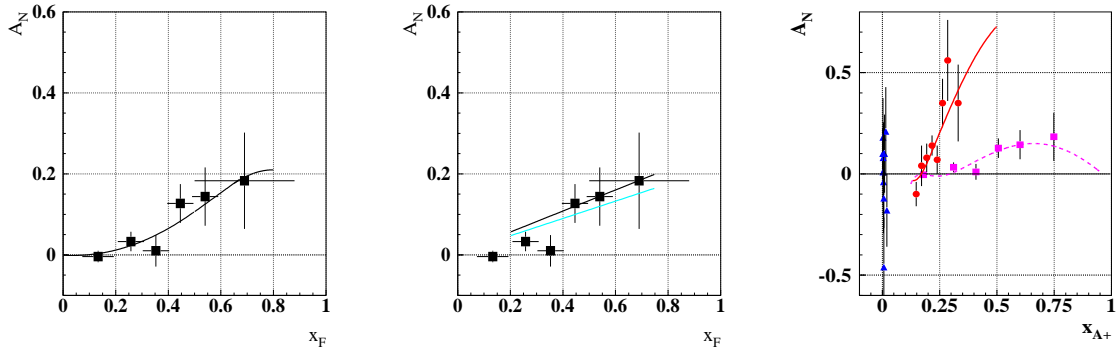


Рис. 4.20: Предсказания для моделей Коллинза(слева) и модели U-матрицы (в центре), две кривые приведены для разных значений значений $\langle L_{\{q\bar{q}}\} \rangle$ – (среднее значение углового момента внутри конституентного кварка); точки на обоих рисунках – представляемые данные; на правом рисунке вычисления в рамках модели Абрамова; две кривые приведены для разных значений переменной x_{A-} ; данные взяты: ● из [177]; ▲ из[2]; ■ - представляемые данные. Знак асимметрии и x_F данных изменен на противоположный, чтобы соответствовать данным в области фрагментации поляризованного пучка.

$\pi^0 + X$ равна $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$ при $-0.8 < x_F < -0.4$ и p_T в диапазоне от 1 до 2 ГэВ/с.

- При $-0.4 < x_F < -0.1$ ГэВ/с и p_T в диапазоне от 0.5 – 1.5 ГэВ/с асимметрия сравнима с нулем.
- Измеренная нами асимметрия в области $|x_F| > 0.4$ совместима в пределах ошибок с измерениями во ФНАЛ (E704, 200 ГэВ) и БНЛ (20 ТэВ в системе покоя мишени) в области фрагментации поляризованного протонного пучка при тех же значениях $|x_F|$. Тем самым в эксперименте с фиксированной мишенью экспериментально установлено, что асимметрия возникает в области фрагментации поляризованного протона и не зависит от того, является ли этот протон пучковой частицей, или частицей мишени.
- инклюзивное рождение π^0 -мезона в области фрагментации поляризованного протона является новой реакцией для поляриметрии с установленной экспериментально анализирующей способностью $\sim (10 - 15)\%$.
- Из сравнения с измерениями асимметрии под 90° в системе центра масс, следует, что абсолютное значение асимметрии в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ при 40 ГэВ начинает возрастать при одном и том же значении импульса π^0 -мезона в системе центра масс $p_0 = 1.7 \pm 0.15$ ГэВ/с для двух различных кинематических областей.
- Существующие теоретические модели хорошо описывают полученные данные.

Глава 5

Исследование односпиновой асимметрии в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в при $x_F \sim 0$ при энергии протонного пучка 70 ГэВ

Чтобы исследовать зависимость спиновых эффектов от сорта взаимодействующих частиц было проведено измерение асимметрии в данной реакции. Если в **Главах 3,5** измерялась асимметрия в $\pi^- p_{\uparrow}$ -взаимодействии, то в этой главе рассматривается pp_{\uparrow} -взаимодействие. Эксперимент, проведенный ранее в ЦЕРН в центральной области при значении фейнмановской переменной $x_F \sim 0$, обнаружил значительные эффекты при энергии 24 ГэВ/с в реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 X$ [95]. Однако, статистические ошибки эксперимента были велики, и результат можно было рассматривать как указание на возможно большую асимметрию в жестких процессах. Эксперимент, проведенный в ИФВЭ, обнаружил большую асимметрию инклюзивного рождения π^0 - и η -мезонов при рассеянии отрицательных пионов с импульсом 40 ГэВ/с на поляризованной мишени [2, 4] (см. результаты **Главы 3**). Измеренная в Фермилабе асимметрия A_N рождения π^0 -мезонов при энергии поляризованного пучка 200 ГэВ была равна нулю [86]. Подробнее эти данные рассмотрены в **разделе 1.2.2**.

Совокупность этих трех результатов могла означать следующее:

- асимметрия в центральной области убывает с ростом энергии или;
- эффект зависит от сорта взаимодействующих кварков.

Целью эксперимента ПРОЗА-М было измерение асимметрии A_N инклюзивного рождения π^0 -мезонов в реакции

$$p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X \quad (5.1)$$

под углом 90° в системе центра масс при энергии протонного пучка 70 ГэВ, которая являлась промежуточной между энергиями экспериментов в ЦЕРН и в Фермилабе.

В настоящей главе представлены результаты эксперимента, проведенного на ускорителе ИФВЭ в Протвино в марте 1996 года.

5.1 Постановка эксперимента

Общие принципы постановки эксперимента подробно описаны в **Главе 2**.

Схема экспериментальной установки приведена на **Рис. 5.1**. Протоны с импульсом 70 ГэВ/с рассеивались на поляризованной водородной мишени замороженного типа с пропандиолом ($C_3H_8O_2$) в качестве рабочего вещества [143] со средней поляризацией 80%. Накачка поляризации (одновременно с реверсом) занимала около четырех часов и происходила в среднем один раз за двое суток. Подробно вывод протонного пучка в зону канала 14 описан в **разделах 2.1, 2.1.5**.

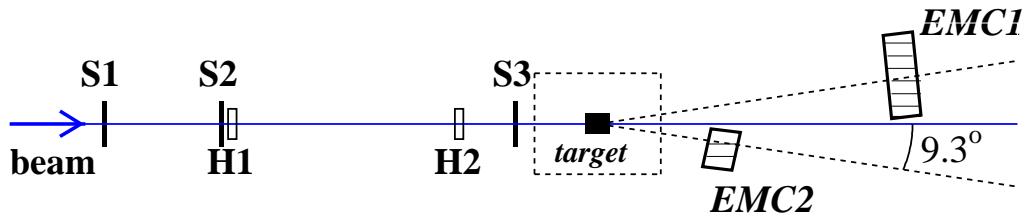


Рис. 5.1: Схема экспериментальной установки ПРОЗА-М. $S1 - S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $H1 - H2$ – годоскопы; EMC1 и EMC2 – электромагнитные калориметры; *target* – поляризованная мишень.

Регистрация γ -квантов от распада π^0 - мезонов осуществлялась двумя электромагнитными калориметрами EMC1 и EMC2. На **Рис. 5.2** показаны энергетический спектр восстановленных γ -квантов и их множественность в калориметре EMC1. Средняя множественность составила ≈ 2.3 γ -кванта в событии. Для поиска π^0 -мезонов отбирались γ -кванты с энергией от 1 до 20 ГэВ.

Калориметры располагались под углом 9.3° к центру мишени в горизонтальной плоскости, что соответствовало углу 90° в системе центра масс при импульсе пучка 70 ГэВ/с, и перекрывали одинаковый телесный угол, если смотреть из центра поляризованной мишени. EMC1 находился на расстоянии 6.9 м от центра мишени, EMC2 на расстоянии 2.8 м. Внешний вид EMC1 и подробное описание общих характеристик калориметров приведены в **разделе 2.3**. EMC1 состоял из 480 счетчиков, уложенных в виде прямоугольной матрицы (24 столбца по 20 счетчиков в каждом), EMC2 содержал 144 счетчика (12 столбцов по 12 счетчиков). Калориметры размещались по разные стороны от пучка, чтобы уменьшить систематическую ошибку измерения асимметрии. Калибровка калориметров проводилась на пучке электронов с импульсом 26.6 ГэВ/с. Система мониторинга счетчиков детектора EMC1 была построена следующим образом: весь детектор был разбит на части и каждая часть детектора засвечивалась своим светоизлучающим диодом зеленого цвета. Спектральная характеристика зеленого светодиода имела хорошее перекрытие со спектральной чувствительностью ФЭУ-84, который использовался для регистрации черенковско-

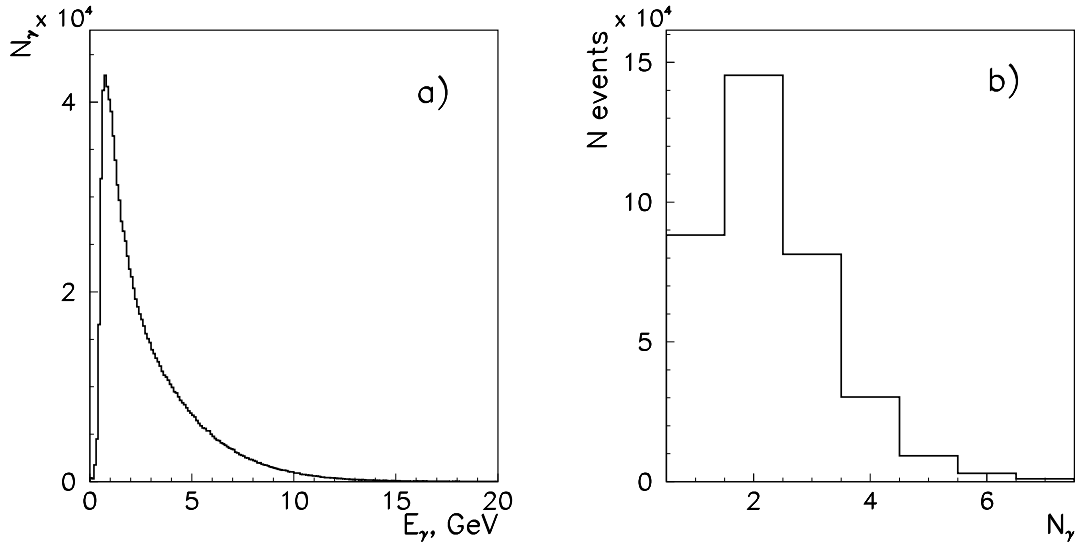


Рис. 5.2: Энергетический спектр восстановленных γ -квантов (а) и множественность γ -квантов (b) в калориметре EMC1.

го света со свинцового стекла. Для засветки 120 каналов одним светоизлучающим диодом использовался мощный генератор, выполненный по схеме повторителя напряжения [179]. Для устранения нестабильности световыхода при изменении питающих напряжений использовался источник опорного напряжения, определявший амплитуду выходных импульсов генератора. Форма импульса на светодиоде формировалась коаксиальной линией, включенной на входе повторителя напряжения [180]. EMC2 мониторировался с помощью красного светодиода, от которого свет передавался к каждому счетчику с помощью сцинтилляционных волокон.

Энергетическая шкала калориметров дополнительно калибровалась на массу π^0 -мезона. За пять часов измерений достигалась точность калибровки 0.1% для EMC1 и 0.15% для EMC2.

За один цикл ускорителя с учетом эффективности работы системы сбора данных записывалось около 350 событий, из них 250 с EMC1 и 100 с EMC2. Всего за десять дней работы на поляризованной мишени было записано 20 миллионов событий.

Триггер нулевого уровня вырабатывался на пучковую частицу за 60 нс. Независимый для каждого детектора триггер первого уровня (350 нс) обеспечивал выбор событий с поперечным импульсом больше 1 ГэВ/с. Для увеличения объема принимаемой информации был разработан цифровой триггер на поперечный импульс.

5.1.1 Анализ работы цифрового триггера

В то же время аналоговый триггер имел ряд недостатков, так как в его разрешение вносили вклад следующие основные факторы:

- при умножении энергетического выделения в столбце на один коэффициент получалась систематическая ошибка в определении поперечной энергии, при этом тем большая, чем ближе к пучку находится столбец;

- разброс в коэффициентах усиления фотоумножителей достигал 20%.

В результате передний фронт аналогового триггера получался размытым. Размывание переднего фронта может приводить к большой систематической ошибке в определении асимметрии, которая пропорциональна разности сечений при двух направлениях поляризации мишени. Чтобы избежать этой систематики, во время анализа данных приходилось применять консервативный порог по p_T , заметно больший, чем порог аналогового триггера. В результате только 5-10% информации, записанной на носители, использовалось для получения физических результатов.

Другой задачей такого контроллера являлось ужатие информации на установке, состоящих из нескольких детекторов, при этом записывалась на носители информация только с детектора, в котором энерговыделение превышало пороговое, а информация с других детекторов не записывалась. Это дало возможность существенно расширить объем принимаемой информации.

Данные с каждого калориметра поступали в свой крейт с АЦП. В один из крейтов, а именно в тот, в который поступала информация с электромагнитного калориметра ЕМС2, вместо стандартного контроллера К-62 был установлен исследуемый контроллер.

Процедура подготовки к работе и измерениям была выполнена следующим образом:

- Перед началом измерений проводилась калибровка электромагнитных калориметров, вычислялись коэффициенты k_i перевода амплитуды сигнала в энергию для каждой ячейки калориметра (или каждого канала регистрирующей электроники).
- Для каждой ячейки (канала АЦП) вычислялись значения $c_i = \sin\theta$ относительно оси пучка.
- Произведение этих двух величин заносилось в память разработанного контроллера для каждого адреса (канала АЦП) крейта. Кроме этого, в память заносилась пороговая величина.
- При поступлении данных с детектора все величины оцифровывались и умножались на полученный коэффициент для каждой ячейки, а полученные величины складывались.
- Если полученная сумма превышала записанный в память также программным образом порог, то событие записывалось в память, в противном случае информация во всем крейте быстрым образом обнулялась.
- Были набраны данные для трех (небольших) значений порога — 15, 30 и 45 отсчетов АЦП. Данные были обработаны, и был выбран порог 360, который должен был бы соответствовать примерно 1.5 ГэВ. Анализ данных непосредственно во время сеанса показал, что электронный аналоговый триггер (триггер нулевого уровня) имел величину порядка 1.6 ГэВ. После этого порог цифрового триггера был увеличен до 400 отсчетов АЦП и именно для этого порога производилось сравнение исследуемых данных при использовании контроллера и без него.

Подробно описание и электронные схемы контроллера изложены в работе [181].

Если контроллер принимал отрицательное решение по принятию триггера, то данное событие не уничтожалось полностью (не сбрасывалось), а записывалось в память без обнуленных данных. Таким образом, данные с исследуемого крейта с АЦП обнулялись быстрым образом, а данные с других крейтов записывались в полном объеме. Данная процедура позволяла сэкономить время на оцифровывание и вычитывание данных, а также память буфера.

Если триггер вырабатывался от детектора ЕМС1, то количество полезных данных в таких событиях в ЕМС2, то есть тогда, когда можно было зарегистрировать π^0 в ЭМ2, было очень незначительно (см **Табл. 5.1**).

Таблица 5.1: Сравнительные данные при запуске триггера из другого блока

Число триггеров	73212	77420
Число триггеров, в которых есть сработавшие ячейки	64994	395
Среднее число сработавших ячеек (ненулевых)	6,54	23,1
Среднее число сработавших ячеек (на все события)	5,8	0,12
Занятая память в ЭМ2 на 100000 событий	1133 тыс. слов	23,3 тыс. слов
Число пар	4100	226
Число пар с нужной массой и p_t от 1 до 1,5	100	20
Число пар с нужной массой и p_t от 1,5	10 (меньше .01%)	10

Таким образом, использование только одного контроллера на ЭМ2 позволяло увеличить объем полезной принимаемой информации почти в 1,8 раза.

5.2 Анализ экспериментальных данных

В эксперименте измерялась асимметрия π^0 -мезоны в диапазоне поперечных импульсов от 1 до 3 ГэВ/с. Чтобы восстановить π^0 -мезоны при энергиях больше 10 ГэВ был использован специальный алгоритм восстановления ливней. Основной целью было улучшить разделение перекрывающихся ливней в ЕМС2, где расстояние между γ -квантами при поперечных импульсах более 2 ГэВ/с становилось малым из-за близости ЕМС2 к мишени.

5.2.1 Алгоритм разделения перекрывающихся ливней

Алгоритм реконструкции γ -квантов основан на выделении электромагнитного ливня по известной форме. Сначала находились кластеры, состоящие по крайней мере из трех ячеек и удовлетворяющие условию превышения порога 300 МэВ для счетчика с максимальным энерговыделением. После выделения отдельных кластеров для каждого из них процедура восстановления ливней проводилась с использованием алгоритма, описанного в работе [182]:

- Находилась ячейка с максимальным энерговыделением. Первоначальный ливень рассматривался в области 3×3 ячейки около максимума.

- Определялось, состоит ли данный кластер из одного или двух гамма-квантов. Для этого данный ливень (в области 3×3 ячейки) фитировался программой MINUIT[183] с двумя параметрами (координаты X и Y) и фиксированной энергией E_0 для минимизации функционала χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i (E_i - F_i(X, Y))^2 / \sigma_i^2, \quad (5.2)$$

$$\sigma_i^2 = c \cdot E_i(1 - E_i/E_0) + q, \quad (5.3)$$

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 ($\sqrt{c} \sim \sigma(E)/\sqrt{E}$, $c = 30$ МэВ), $q = 1$ МэВ² отвечает за шум электроники, $E_0 = \sum_i E_i$ - суммарная измеренная энергия ливня по области 3×3 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 одиночный ливень, и его энергия поправлялась на величину утечек за область суммирования 3×3 ячейки по форме ливня.

- В противном случае рассматривалась гипотеза, что данный кластер состоит из двух перекрывающихся ливней, и в области 5×5 ячеек относительно максимума находился счетчик со второй по величине выделенной энергией. При поиске двух ливней нам необходимо определить шесть параметров: энергии и координаты каждого γ -кванта. Суммарная энергия и координаты X_c и Y_c центра тяжести кластера (всего три величины) фиксированы. Поэтому минимизация функционала χ^2 проводилась относительно трех параметров - асимметрии энергии двух ливней $Z_g = |E_1 - E_2|/(E_1 + E_2)$, $\Delta X = X_1 - X_2$, $\Delta Y = Y_1 - Y_2$ в областях 3×3 ячейки относительно каждого из максимумов. Начальные значения ΔX и ΔY 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 $\chi_{2\gamma}^2/N < 1$ или на 5 меньше, чем $\chi_{1\gamma}^2/N$. Если данное условие не выполнялось, то кластер описывался как одиночный. После этого проводилось повторное фитирование одиночного ливня, но уже в области 5×5 ячеек.

- После указанной процедуры сигналы в ячейках, использованных для фитирования, обнулялись и проводился поиск нового ливня по всей площади калориметра.

Необходимая для фитирования данных форма ливня получена экспериментально на электронном пучке с энергией 26.6 ГэВ и описывается аналитической функцией [182]:

$$G(x, y) = F(x + d/2, y + d/2) - F(x + d/2, y - d/2) - F(x - d/2, y + d/2) + F(x - d/2, y - d/2), \quad (5.4)$$

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi} \sum_i^3 a_i \left(\operatorname{arctg} \frac{x}{b_i} + \operatorname{arctg} \frac{y}{b_i} + \operatorname{arctg} \frac{xy}{b_i \sqrt{b_i^2 + x^2 + y^2}} \right) + 1/4, \quad (5.5)$$

где d – размер ячейки, а параметры фита определяются как $a_1 = 0.8, a_2 = 0.3, a_3 = -0.1 (a_1 + a_2 + a_3 = 1), b_1 = 0.8, b_2 = 0.2, b_3 = 7.6$.

Данный алгоритм позволял разделять перекрывающиеся ливни даже в том случае, если расстояние между ними не превышало один счетчик. Для проверки алгоритма было проведено моделирование методом Монте-Карло. В **Таблице 5.2** показана эффективность алгоритма для энергии пары $E_{2\gamma} = 15$ ГэВ.

Таблица 5.2: Эффективность алгоритма разделения перекрывающихся ливней при энергии $E_{2\gamma} = 15$ ГэВ в зависимости от расстояния между γ -квантами.

Расстояние (в ячейках)	1.5	1.2	1.0
Эффективность (%)	91	88	71

При анализе экспериментальных данных использовались только ливни, для которых $\chi^2/N < 3$, асимметрия энергии Z_g меньше 0.8, а γ -квант находился на расстоянии не меньше половины счетчика от края детектора.

5.2.2 Спектры восстановленных частиц

На **Рис. 5.3** показаны массовые спектры для двух калориметров. Четкие пики π^0 -мезона видны при всех значениях p_T в исследуемой области. Разрешение π^0 -мезона по массе составило 10 МэВ для дальнего калориметра ЕМС1 и от 12 до 17 МэВ для ЕМС2 при разных энергиях π^0 -мезона.

Алгоритм позволил эффективно восстанавливать π^0 -мезоны в детекторе ЕМС2 до поперечных импульсов $p_T = 3$ ГэВ/с. Распределение пар гамма-квантов в области масс π^0 -мезона по кинематическим переменным представлено на **Рис. 5.4**. Триггер был настроен на поперечный импульс π^0 -мезона $p_T=1.4$ ГэВ/с для ЕМС2 и $p_T=1.0$ ГэВ/с для ЕМС1. Разный наклон для ЕМС1 в области до 1.4 ГэВ/с и после 1.4 ГэВ/с связан, во-первых, с уменьшением эффективности регистрации π^0 -мезонов, а, во-вторых, с тем, что суммирование амплитуд внутри столбца происходило не с индивидуальными коэффициентами (пропорциональными углу, под которым виден каждый конкретный счетчик), а с общим коэффициентом для всего столбца. Из распределения по x_F видно, что что триггер был настроен именно на поперечный импульс, а не на выделенную энергию, так как данное распределение практически симметрично по x_F , среднее значение x_F равно нулю.

На **Рис. 5.5а** показано двумерное распределение по данным кинематическим переменным.

Для проверки качества данных была получена зависимость числа π^0 -мезонов, нормированное на прошедший через мишень пучок, от поперечного импульса (см. **Рис. 4.12b**). Результат находится в хорошем согласии с измерениями инвариантных сечений инклюзивного образования заряженных π -мезонов при $p_T > 1.8$ ГэВ/с,

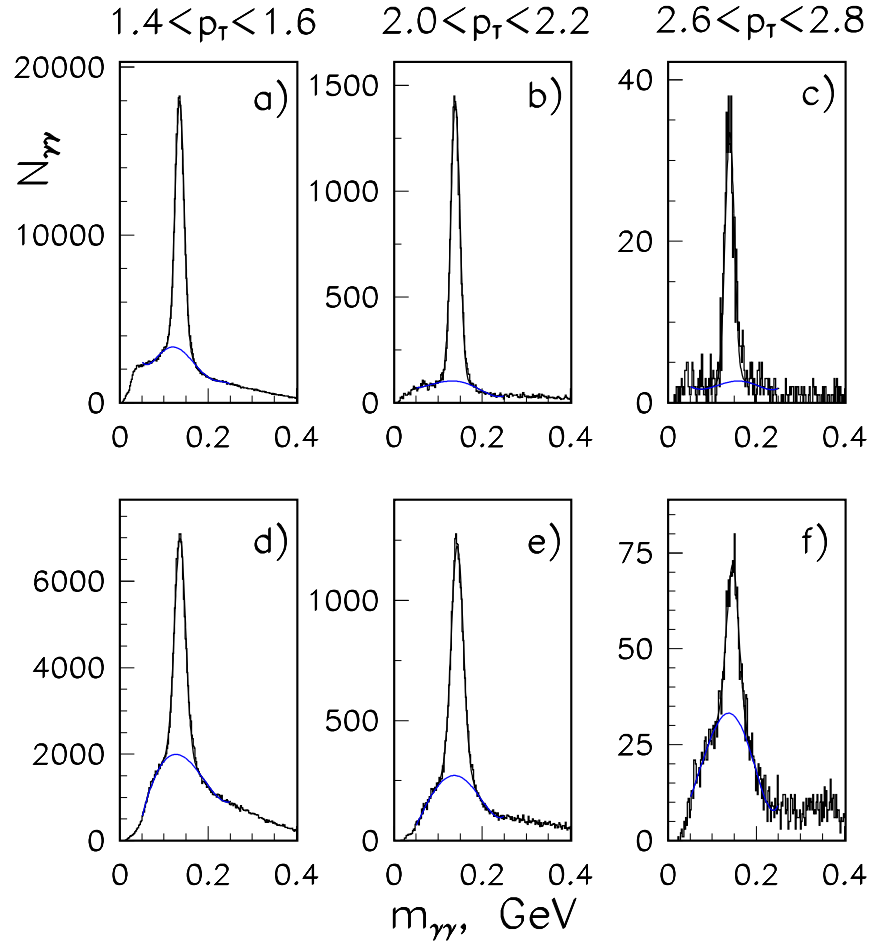


Рис. 5.3: Массовые спектры для EMC1 (a–c) и EMC2 (d–f) для разных интервалов поперечных импульсов p_T .

полученных на установке ФОДС (Протвино) при энергии 70 ГэВ [184], в которых коэффициент показателя экспоненты сечения π^+ - и π^- -мезонов составил -5.68 ± 0.02 и -5.88 ± 0.02 $(N/(\text{ГэВ}/c))^{-1}$ соответственно.

5.3 Результаты по асимметрии

Реально измеряемая в эксперименте асимметрия A_N^{raw} для детектора EMC1, расположенного слева по направлению пучка, связана с A_N соотношением

$$A_N = \frac{D}{P_{target}} \cdot A_N^{raw} = \frac{D}{P_{target}} \cdot \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (5.6)$$

где D – фактор разбавления мишени, n_{\uparrow} и n_{\downarrow} – нормированные на монитор числа зарегистрированных π^0 -мезонов при противоположных значениях поляризации мишени. Для детектора EMC2, размещенного справа по ходу пучка, асимметрия

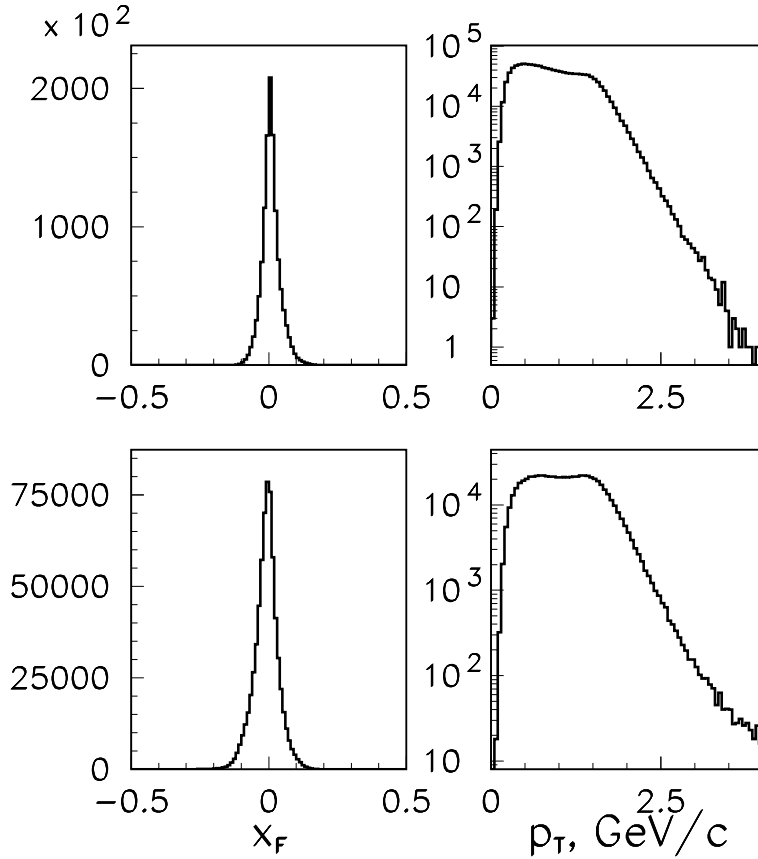


Рис. 5.4: x_F (слева) и p_T (справа) распределения пар гамма-квантов для EMC1 (верхний ряд) и EMC2 (нижний ряд) в области масс π^0 -мезона. Распределение по поперечному импульсу приведено без учета эффективности реконструкции π^0 мезона

вычисляется с противоположным знаком. При измерении асимметрии может возникнуть дополнительная асимметрия, связанная с дрейфом электроники триггера, просчетами мониторинговых счетчиков либо другими причинами. С учетом этого измеренная асимметрия является суммой реальной асимметрии и асимметрии фона. Метод устранения систематического сдвига, основанный на допущении, что асимметрия фона (пар γ -квантов вне массового пика π^0 -мезонов) равна нулю, подробно описан в разделе 4.2.3.

Ложная асимметрия определяется прежде всего дрейфом энергетической шкалы калориметра, что приводит к неточному восстановлению кинематических параметров пары γ -квантов. Нестабильность энергетической шкалы калориметра была меньше 0.1% для EMC1 и 0.15% для EMC2. При этом ложная асимметрия, определяемая нестабильностью энергетической шкалы, была менее 0.2% и 0.3% для сырой асимметрии для двух калориметров (соответственно 2% и 3% в измеряемой величине с учетом фактора разбавления и поляризации мишени $D/P \sim 10$).

Для оценки ложной асимметрии статистика при одинаковом направлении вектора поляризации мишени разбивалась на два равных ансамбля событий, и находилась асимметрия для этих наборов данных.

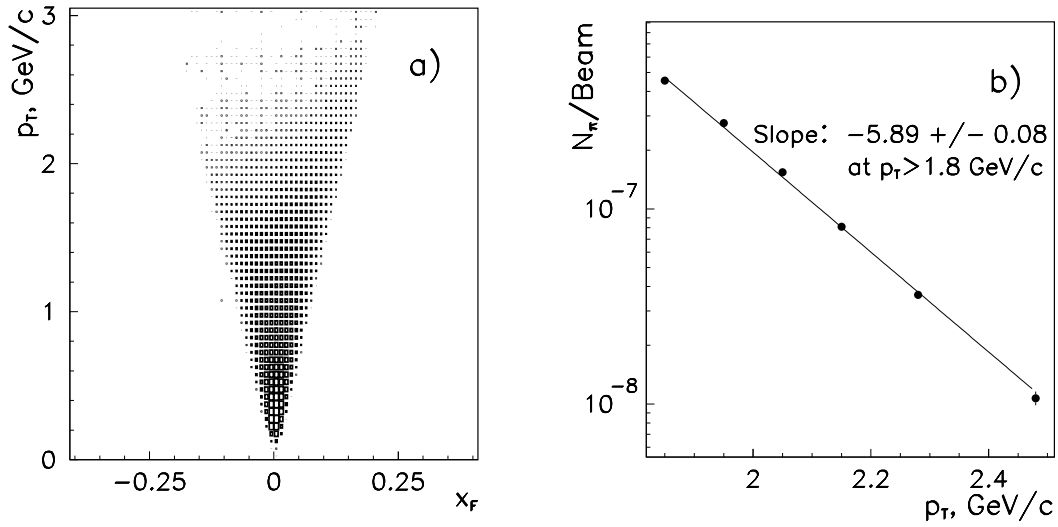


Рис. 5.5: Двумерное распределение π^0 -мезонов по p_T и x_F (а) и зависимость относительного сечения от p_T (б), $Beam$ – число пучковых частиц, прошедших через мишень. Разрешение по p_T составляет 0.08 ГэВ/с.

Результат вычисления ложной асимметрии для обоих калориметров приведен на **Рис. 5.6**. Ложная асимметрия равна нулю в пределах ошибок.

Чтобы убедиться в совместимости данных по асимметрии A_N^{raw} , мы сравнили результаты измерений для двух детекторов (см. **Рис. 5.7**). Асимметрия для двух калориметров совпадает в пределах ошибок для всего диапазона поперечных импульсов, что также указывает на незначительную ложную асимметрию.

5.3.1 Определение фактора разбавления

Для получения окончательного значения асимметрии согласно (5.6) необходимо определить фактор разбавления мишени. Процедура вычисления фактора разбавления D подробно описана в разделе 3.2.2.

Таблица 5.3: Зависимость фактора разбавления от поперечного импульса.

p_T	D из 3.2.2	D для вычисления
$1.2 < p_T < 1.4$	8.0 ± 1.0	8.1
$1.4 < p_T < 1.6$	8.1 ± 1.2	8.1
$1.6 < p_T < 1.8$	8.1 ± 0.7	8.1
$1.8 < p_T < 2.0$	8.2 ± 0.9	8.3
$2.0 < p_T < 2.2$	8.8 ± 1.3	8.7
$2.2 < p_T < 2.4$	9.2 ± 1.6	9.1
$2.4 < p_T < 2.6$	9.5 ± 2.0	9.5
$2.6 < p_T < 3.2$	10.1 ± 2.5	10.2

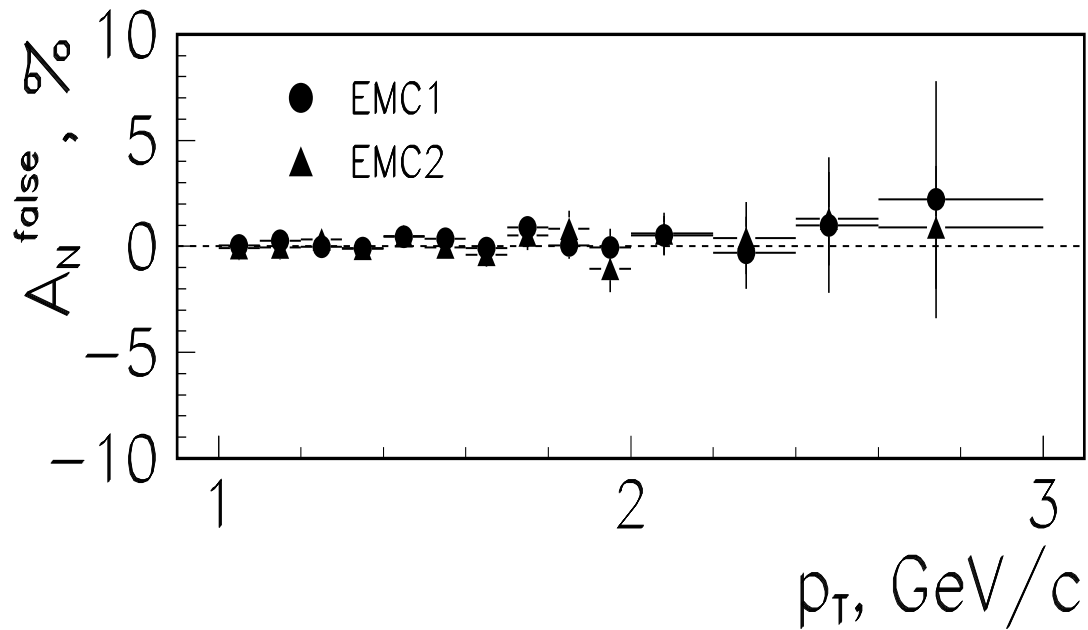


Рис. 5.6: Зависимость “сырой” ложной асимметрии от p_T .

В области $1.2 < p_T < 2.0$ ГэВ/с фактор разбавления равен 8.1 ± 0.5 , и его значение возрастает до 10.1 ± 2.5 при $p_T > 2.6$ ГэВ/с. В этом сеансе на меньшей статистике мы проверили фактор разбавления. Он хорошо совпадает с прошлыми специальными измерениями и расчетными значениями. Так, при $p_T \sim 1.8$ ГэВ/с $D = 8.4 \pm 1.2$, а при $p_T \sim 2.1$ ГэВ/с фактор разбавления $D = 9.2 \pm 1.5$.

При вычислении асимметрии мы использовали расчетные коэффициенты из Таблицы 5.3 без учета ошибок.

5.3.2 Результаты

На Рис. 5.8 и в Таблице 5.4 показана асимметрия, просуммированная для двух калориметров. Во всем диапазоне измерений асимметрия совпадает с нулем.

5.4 Обсуждение результатов

5.4.1 Сравнение с другими экспериментальными данными

Асимметрия A_N инклюзивного рождения π^0 -мезонов в pp взаимодействии в центральной области ранее измерялась в двух экспериментах (при 24 и 200 ГэВ). Результаты исследований приведены на Рис. 5.9. Измеренная нами асимметрия A_N в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в пределах ошибок равна нулю во всем диапазоне. Таким

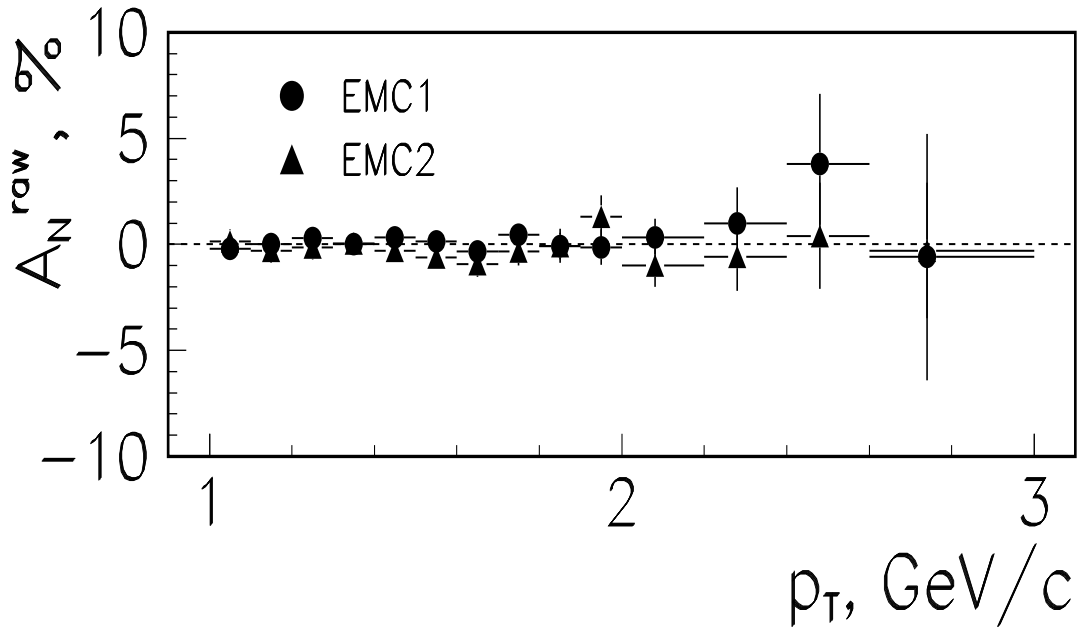


Рис. 5.7: A_N^{raw} для двух детекторов.

образом, если существует зависимость величины асимметрии от энергии, то измерения с целью поиска ненулевой асимметрии следует проводить при энергиях между 24 и 70 ГэВ.

С другой стороны, при 40 ГэВ в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области в эксперименте ПРОЗА-М (Протвино) величина измеренной асимметрии π^0 -мезонов достигала -30% при $p_T > 2.5$ ГэВ/с [4], что указывает на зависимость асимметрии от сорта взаимодействующих частиц.

Таблица 5.4: Асимметрия в зависимости от поперечного импульса.

$\langle p_T \rangle$	$A_{sum}, \%$	$\langle p_T \rangle$	$A_{sum}, \%$
1.05	-1.0 ± 3.2	1.75	1.7 ± 4.1
1.15	-0.8 ± 3.2	1.85	-0.8 ± 5.0
1.25	1.5 ± 3.1	1.95	4.7 ± 6.6
1.35	0.2 ± 3.0	2.08	-3.1 ± 7.4
1.45	1.3 ± 3.0	2.28	1.7 ± 13.4
1.55	-1.1 ± 3.0	2.48	19.5 ± 23.6
1.65	-5.4 ± 3.5	2.74	-4.7 ± 35.4

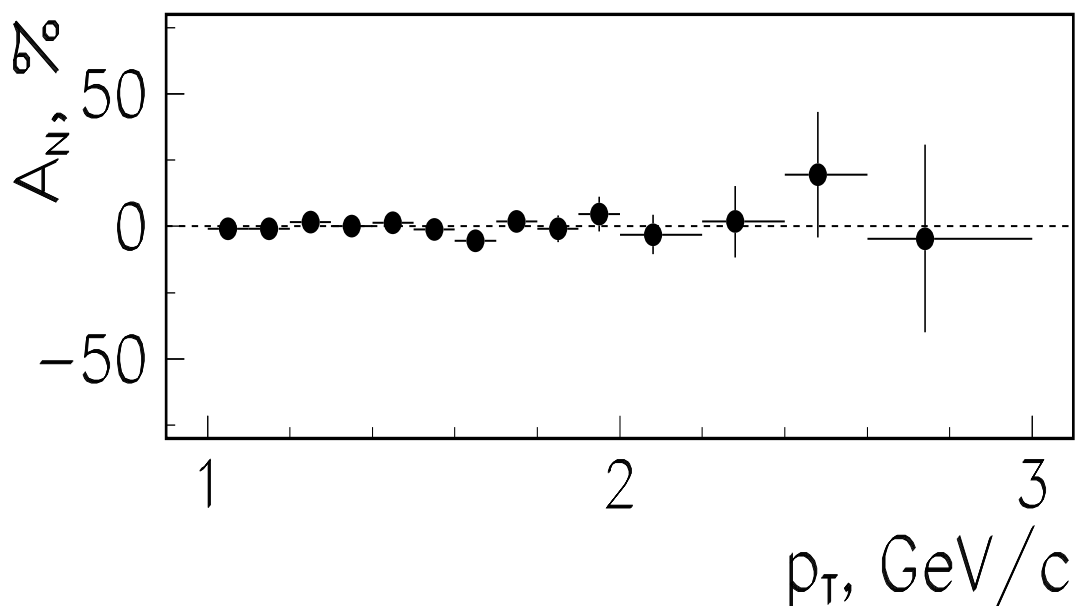


Рис. 5.8: Зависимость суммарной (для обоих детекторов) асимметрии A_N от поперечного импульса.

5.4.2 Сравнение с теоретическими моделями

Практически все модели предсказывают малую по величине асимметрию в центральной области в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$. На **Рис. 5.9** в качестве примера показаны расчеты Ансельмино для эксперимента E704 в центральной области [127]. Поведение асимметрии в моделях Коллинза и Сиверса при энергии 70 ГэВ должно мало отличаться от предсказаний для E704 [174].

Основной причиной малой асимметрии в данной реакции считается то, что в центральной области π^0 -мезон рождается, в основном, от глюонов. Так как вклад глюонной компоненты в поперечный спин протона в этих моделях должен быть мал, то и асимметрия не должна превышать несколько процентов. Однако, в таком случае не должно быть разницы между pp_{\uparrow} и $\pi^{-}p_{\uparrow}$ взаимодействием, в котором (правда при 40 ГэВ) обнаружена значительная (до -30%) асимметрия [4].

Поэтому мы должны предположить или значительный вклад взаимодействия кварков в рождение π^0 -мезонов, или, что динамика взаимодействий сильно меняется при увеличении энергии от 40 до 70 ГэВ. Если рассматривать вклад в асимметрию взаимодействия кварков, то в pp_{\uparrow} -взаимодействии из-за противоположных по знаку поляризаций u - и d -кварков в протоне и перемешивания каналов из поляризованного и неполяризованного протона происходит сокращение асимметрии. В случае $\pi^{-}p_{\uparrow}$ взаимодействия большая асимметрия может возникнуть при образовании π^0 -мезона из валентных \bar{u} -кварка от падающего π^{-} -мезона и u -кварка из поляризованного про-

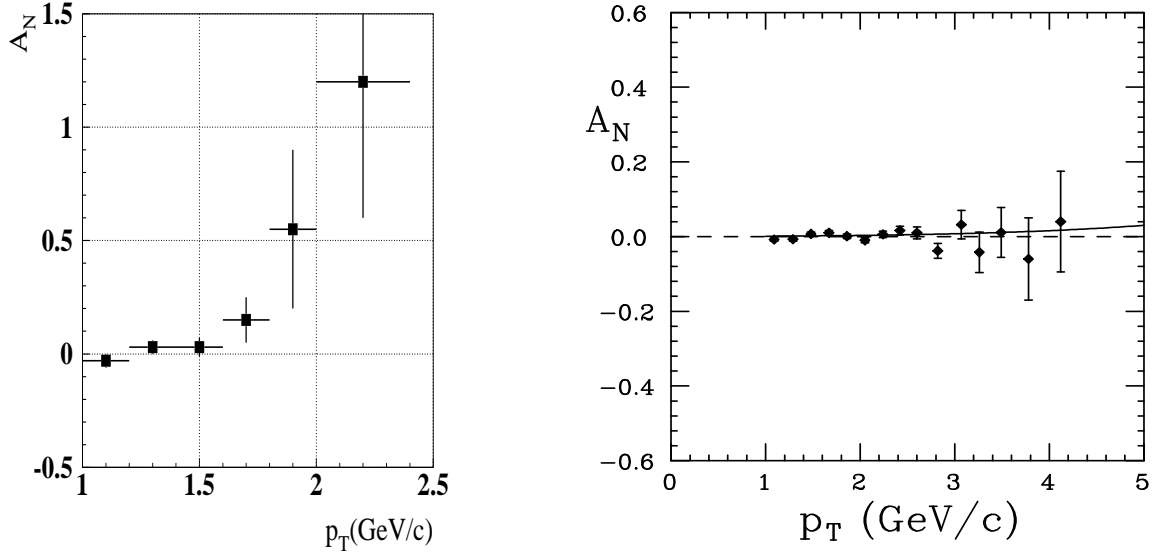


Рис. 5.9: Асимметрия при 24 ГэВ (ЦЕРН, слева) и 200 ГэВ (E704, ФНАЛ) в центральной области в $p_{\uparrow}p$ взаимодействии. Экспериментальные данные для E704 при $|x_F| \leq 0.15$, взяты из [86]; кривая показывает теоретическое предсказание для $x_F = 0$.

тона, тогда как вклад валентного d -кварка из протона в данном случае существенно подавлен.

5.5 Выводы по данной главе

Основные результаты данной работы заключаются в следующем:

- Асимметрия в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 70 ГэВ в области $1.0 < p_T < 3.0$ ГэВ/с равна нулю в пределах ошибок, что хорошо согласуется с результатами E704 при 200 ГэВ и отличается от результатов, полученных при 24 ГэВ в ЦЕРН, где обнаружена значительная асимметрия. Таким образом, асимметрия в области энергий от 70 до 200 ГэВ действительно мала и не зависит от энергии. Если существует зависимость асимметрии от энергии, то это происходит при изменении энергии пучка от 24 до 70 ГэВ.
- Сравнивая представленные результаты с измерениями асимметрии в той же кинематической области при 40 ГэВ, но при рассеянии π^- -мезонов, можно сделать вывод, что асимметрия зависит от сорта взаимодействующих частиц. Иначе следует предположить значительное изменение динамики взаимодействия при изменении энергии пучка от 40 до 70 ГэВ.
- Предсказания теоретических моделей не противоречат полученным результатам.

Глава 6

Поиск общих закономерностей в инклюзивном рождении π -мезонов в диапазоне энергий от 10 до 200 ГэВ

В **Главах 3,4** была исследована асимметрия инклюзивного рождения π^0 -мезонов в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$. При этом был сделан вывод о том, что абсолютное значение асимметрии начинает возрастать при одном и том же значении импульса в системе центра масс. Было обнаружено, что в центральной области **Глава 3** при поперечном импульсе $p_T < 1.6$ ГэВ/с асимметрия сравнима с нулем, тогда как при $p_T > 1.6$ ГэВ/с асимметрия линейно возрастает по абсолютной величине и достигает -40% при $p_T \approx 2.5$ ГэВ/с. Если фитировать асимметрию линейной функцией, то прямая пересекает ось абсцисс при значении поперечного импульса $p_T^0 \approx 1.7$ ГэВ/с. В области фрагментации поляризованной мишени **Глава 4** асимметрия при $-0.8 < x_F < -0.4$ и p_T в диапазоне от 1 до 2 ГэВ/с значительна, тогда как при малых значениях $|x_F|$ и p_T асимметрия сравнима с нулем. Оказалось, что асимметрия начинает возрастать при значении $E_{cms}^0 \approx 1.7$ ГэВ. Подобное же поведение было обнаружено и в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 70 ГэВ [7]. Таким образом, можно предположить, что до некоторого порогового значения асимметрия не возникает, потом линейно растет и, наконец, может выходить на насыщение на некотором уровне, хотя бы потому, что асимметрия не может быть больше 100%.

Тогда можно описать поведение асимметрии функцией

$$A_N = \begin{cases} 0 & , \text{ если } E < E_0 \\ k \cdot (E - E_0) & , \text{ если } E \geq E_0 \end{cases} \quad (6.1)$$

где E - энергия рожденного π^0 -мезона в системе центра масс, E_0 - пороговое значение. Отметим, что π^0 -мезоны регистрируются в достаточно узком угле относительно оси пучка, поэтому для каждого эксперимента зависимость асимметрии от энергии отражает на самом деле зависимость от поперечного импульса (в экспериментах в центральной области) или зависимость от x_F для экспериментов в области фрагментации поляризованной частицы. Насыщение достигается при больших значениях поперечного импульса или x_F , где ошибки измерений достаточно высоки, поэтому эти точки не сильно меняют результат. Так как нет критерия, позволяющего определить

в какой момент асимметрия начинает выходить на насыщение, при фитировании использовались все точки.

В результате фитирования по формуле (6.1) значения точки E_0 , в которой асимметрия начинает возрастать, соответственно равны $E_{cms}^0 = (1.67 \pm 0.11)$ ГэВ в центральной области $E_{cms}^0 = (1.76 \pm 0.16)$ ГэВ в области фрагментации поляризованной мишени. Заметим, что реальные ошибки несколько выше, так как не учтены точность определения энергии и для каждой точки происходит интегрирование по поперечному импульсу и x_F . Изменение среднего значения переменной x_F на 0.01 приводит при 200 ГэВ, например, к изменению значения точки пересечения на 0.1 ГэВ.

Таким образом в реакции $\pi^- + p \uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ асимметрия начинает расти при одной и той же энергии π^0 -мезона в системе центра масс в двух различных кинематических областях. Однако, данный результат не дает ответа на вопрос, от какой кинематической переменной поведение асимметрии универсально. Большинство существующих моделей рассматривает асимметрию как функцию x_F или p_T в зависимости от кинематической области, в которой проведены измерения. Для того, чтобы ответить на данный вопрос рассмотрим результаты других экспериментов.

В данной главе проанализированы результаты измерения односпиновой асимметрии инклюзивного образования π^+ , π^0 , π^- -мезонов во всех поляризационных экспериментах с фиксированной мишенью в разных кинематических областях при энергиях пучка от 13 до 200 ГэВ. Отметим, что рассматривались результаты только при значениях поперечного импульса $p_T > 0.5$ ГэВ/с.

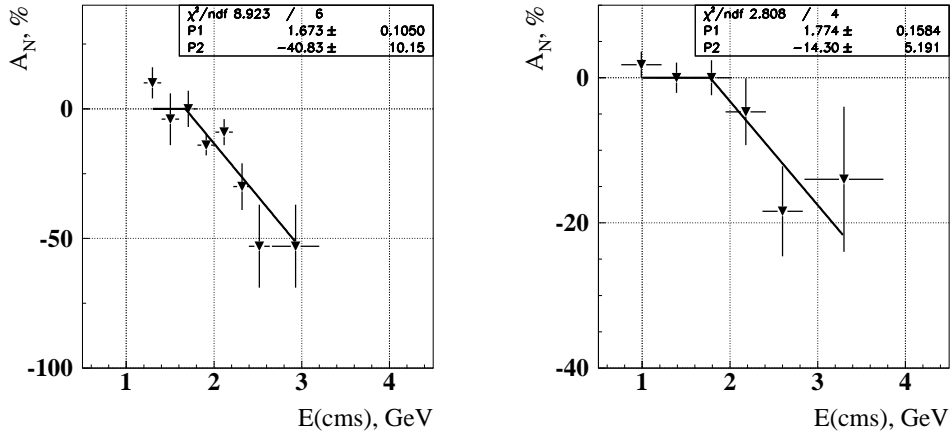


Рис. 6.1: Зависимость A_N от энергии π^0 -мезона в системе центра масс в реакции $\pi^- + p \uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области (слева) и в области фрагментации мишени (справа) при импульсе пучка 40 ГэВ/с. Для реакции в центральной области $p_T \approx E(cms)$.

6.1 Односпиновая асимметрия A_N инклюзивного рождения π^+ мезонов при энергиях от 10 до 200 ГэВ

В данной главе рассмотрим результаты пяти экспериментов по измерению A_N инклюзивного рождения π^+ -мезонов. Измерения были проведены в БНЛ при энергии пучка 13.3, 18.5 и 22 ГэВ, в ИФВЭ при 40 ГэВ и в Фермилабе при 200 ГэВ.

Рассмотрим сначала результаты двух экспериментов в области фрагментации поляризованного пучка в реакции $p \uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$ в одинаковых кинематических областях в переменных поперечного импульса p_T и x_F , но при существенно разных энергиях пучка. Для анализа использовались данные, полученные при энергии пучка 22 ГэВ в эксперименте E925 [90], приведенные в табл. А.2. Данные эксперимента E704 [87] при 200 ГэВ приведены в табл. А.3.

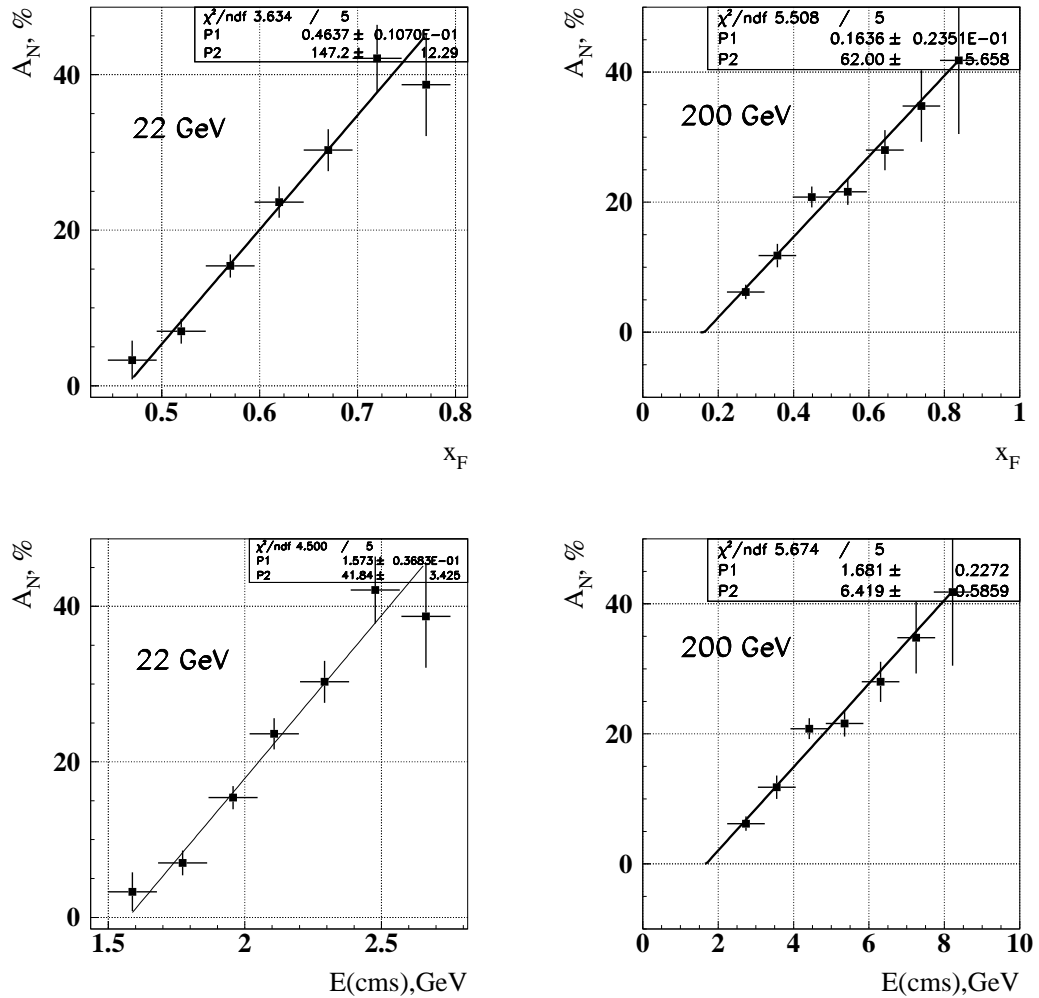


Рис. 6.2: Зависимость A_N от x_F и полной энергии в системе центра масс в реакции $p \uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$ в области фрагментации поляризованного пучка в экспериментах E925 при 22 ГэВ(слева) и E704 при 200 ГэВ

В обоих экспериментах при значениях $p_T > 0.7$ ГэВ/с и $x_F > 0.7$ асимметрия достигает 40%. В то же время асимметрия начинает возрастать при существенно разных значениях переменной x_F . При фитировании экспериментальных данных по формуле (6.1), где асимметрия зависит от x_F , получаем, что точка пересечения прямой нулевого значения асимметрии в эксперименте E925 равна $x_F^0 = 0.46 \pm 0.01$, а в эксперименте E704 $x_F^0 = 0.16 \pm 0.02$. (см. **рис. 6.2**, верхний ряд). Заметим, что в области фрагментации поляризованного пучка асимметрия практически во всех моделях зависит, в основном, от x_F (см. например [127]), что противоречит экспериментальным данным.

Ранее уже было отмечено, что в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ для двух разных кинематических областей (в области фрагментации поляризованной частицы и в центральной области, то есть при $x_F \approx 0$) абсолютное значение асимметрии начинает возрастать при одном и том же значении энергии в системе центра масс. Для каждого эксперимента найдем зависимость асимметрии от энергии в системе центра масс E_{cms} (см. **Рис. 6.2**). Точки пересечения прямой с осью абсцисс (1.57 ± 0.04) ГэВ для эксперимента E925 и (1.68 ± 0.22) ГэВ для E704 совпадают в пределах ошибок между собой и близки к результатам, полученным для асимметрии π^0 -мезона.

Для всех остальных экспериментов далее сразу анализировалась зависимость асимметрии от полной энергии π -мезона в системе центра масс функцией (6.1).

6.1.1 Измерения в БНЛ при 13.3 и 18.5 ГэВ

Асимметрия в БНЛ при энергии поляризованного протонного пучка 13.3 и 18.5 ГэВ исследовалась при $\langle x_F \rangle = 0.2$ в зависимости от поперечного импульса. Результаты, взятые из работы [93], приведены на **рис. 6.3** и в **табл. А.1**. Пересечение оси линейной функцией происходит при $E_{cms}^0 = (1.26 \pm 0.04)$ ГэВ при энергии пучка 13.3 ГэВ, и в точке $E_{cms}^0 = (1.46 \pm 0.08)$ ГэВ при 18.5 ГэВ.

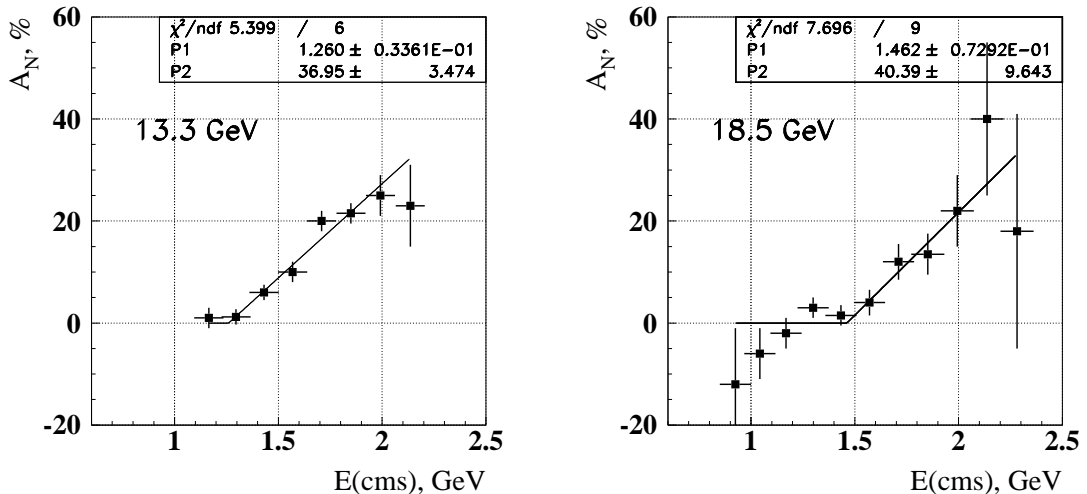


Рис. 6.3: Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$ при импульсе пучка 13.3 (слева) и 18.8 ГэВ/с и $x_F \approx 0.2$ [93].

6.1.2 Измерения в ИФВЭ при 40 ГэВ

Асимметрия инклюзивного рождения π^+ -мезонов была также измерена в эксперименте ФОДС, Протвино[94]. Авторы сделали вывод, что асимметрия пересекает ноль при фитировании данных прямой линией при $x_T = 0.37 \pm 0.02$, что соответствует при $x_F \equiv 0$ значению энергии 1.62 ± 0.1 ГэВ в системе центра масс. К сожалению в работе не приведено значения x_F для каждого интервала по поперечному импульсу. В то же время в работе указано, что среднее значение x_F менялось от 0.02 до 0.1. Значение $x_F = 0.1$ для каждого интервала по продольному импульсу означает пересечение оси при $E_{cms} = 1.66$ Поэтому с хорошей точностью получаем $E_{cms}^0 = 1.64 \pm 0.15$.

6.2 Односпиновые асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов.

Асимметрия инклюзивного рождения π^0 -мезонов исследовалась в ЦЕРН при 24 ГэВ в pp_{\uparrow} -рассеянии, в Протвино в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 40 ГэВ и реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 70 ГэВ, а также в Фермилабе при 200 ГэВ в $p_{\uparrow}p$ и $\bar{p}_{\uparrow}p$ взаимодействиях. Результаты анализа асимметрии в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 40 ГэВ рассмотрено ранее.

6.2.1 Измерения в реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$.

Результаты измерения асимметрии в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 24 ГэВ [95] приведены в табл. А.7 и на рис. 6.4 (слева). Асимметрия возрастает, начиная с $p_T = (1.70 \pm 0.07)$ ГэВ/с.

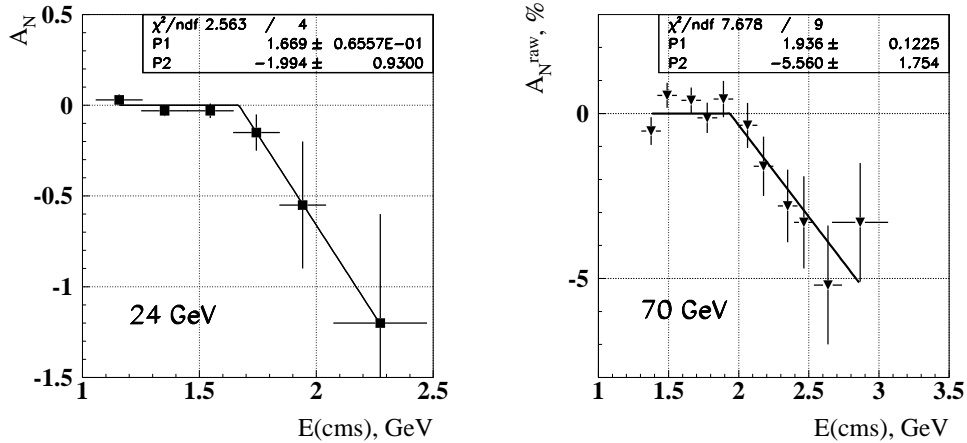


Рис. 6.4: Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при 24 ГэВ (ЦЕРН, слева) и в области фрагментации поляризованной частицы при 70 ГэВ(Протвино, справа).

В 1996 году были проведены измерения A_N в реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 70 ГэВ. Предварительные результаты опубликованы в работе [7]. В центральной

области измеренная асимметрия близка к нулю, тогда как в области фрагментации мишени “сырая асимметрия” A_N^{raw} достигала -3% , что соответствует величине -30% физически наблюдаемой A_N . Данные представлены в **Таблице А.8** и на **Рис. 6.4**. Точка пересечения прямой оси абсцисс равна $E_{cms}^0 = (1.93 \pm 0.12)$ ГэВ.

6.2.2 Измерения в реакции $p_{\uparrow}(\bar{p}_{\uparrow}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ при 200 ГэВ.

Асимметрия A_N в реакции $p_{\uparrow}(\bar{p}_{\uparrow}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ при 200 ГэВ, измеренная в эксперименте E704 [185], приведена в **табл. А.9** и на **рис. 6.5**. Асимметрия в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$ начинает расти при $E_{cms}^0 = (2.16 \pm 0.26)$ ГэВ, а в реакции $\bar{p}_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$ при $E_{cms}^0 = (0.9 \pm 0.6)$ ГэВ.

В центральной области в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$ асимметрия совпадала с нулем во всем диапазоне измерений [96].

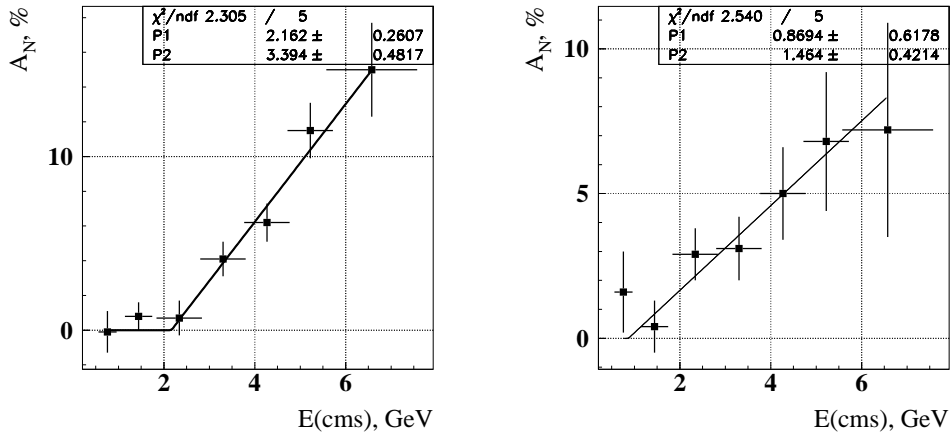


Рис. 6.5: Зависимость асимметрии A_N π^0 -мезонов от E_{cms} в $p_{\uparrow}p$ (слева) и $\bar{p}_{\uparrow}p$ (справа) взаимодействии в области фрагментации пучка при 200 ГэВ (ФНАЛ).

6.3 Измерение асимметрии в инклюзивном рождении π^- -мезонов.

Подобные же исследования были проведены для реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^- + X$ при 22 [90] и 200 ГэВ [87]. Результаты фитирования приведены на **рис. 6.6**. Асимметрия начинает возрастать при $E_{cms}^0 = (1.95 \pm 0.02)$ ГэВ для эксперимента E925 и при $E_{cms}^0 = (2.9 \pm 0.2)$ при 200 ГэВ для эксперимента E704.

Асимметрия π^- в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^- + X$ в центральной области во всех проведенных экспериментах при 13.3 и 18.5 ГэВ в БНЛ [93] и при 40 ГэВ в ИФВЭ [94] совместима с нулем.

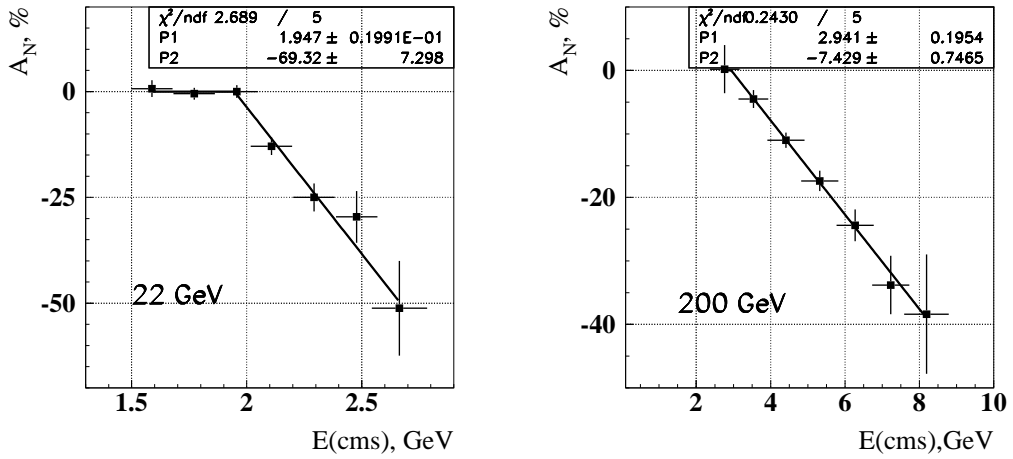


Рис. 6.6: Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^{-} + X$ в области фрагментации мишени при импульсе пучка 22 ГэВ/с (слева) и 200 ГэВ/с (справа).

6.4 Односпиновые асимметрии в реакции $\bar{p}_{\uparrow} p \rightarrow \pi^{\pm} + X$ при 200 ГэВ

Асимметрия в реакции $\bar{p}_{\uparrow} p \rightarrow \pi^{\pm} X$ при 200 ГэВ приведена на **рис. 6.7** и в **табл. А.4**. Для π^{+} -мезонов точка пересечения линейной функцией оси абсцисс равна $E_{cms}^0 = 3.1 \pm 0.5$. Для π^{-} -мезонов данные имеют очень большие ошибки, поэтому результат сильно зависит от того, учитывать при фитировании вторую точку или нет. Если она входит в фитирование, то $E_{cms}^0 = 1.0 \pm 2.2$ ГэВ, если же ее исключить из фитирования, то результат равен $E_{cms}^0 = 1.6 \pm 1.9$ ГэВ.

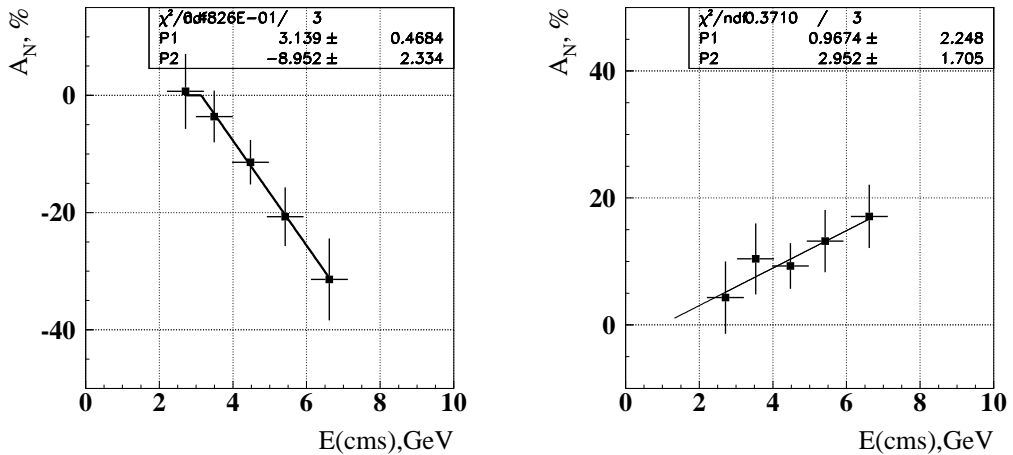


Рис. 6.7: Зависимость A_N π^{+} -мезонов (слева) и π^{-} -мезонов (справа) от E_{cms} в \bar{p}_{\uparrow} взаимодействии при энергии 200 ГэВ [89].

6.5 Обсуждение результатов

В Таблице 6.1 и на Рис. 6.8 приведены все обсуждавшиеся результаты. В ошибках учтена как ошибки фитирования, так и разрешение по кинематическим переменным. В таблице также приведены значения χ^2/N и наклон $k \cdot (\sqrt{s} - E_{cms}^0)$, характеризующий асимптотическую асимметрию на конце фазового объема при ее дальнейшем описании линейной функцией и отсутствии насыщения. В таблице не приведены эксперименты, в которых асимметрия равна нулю.

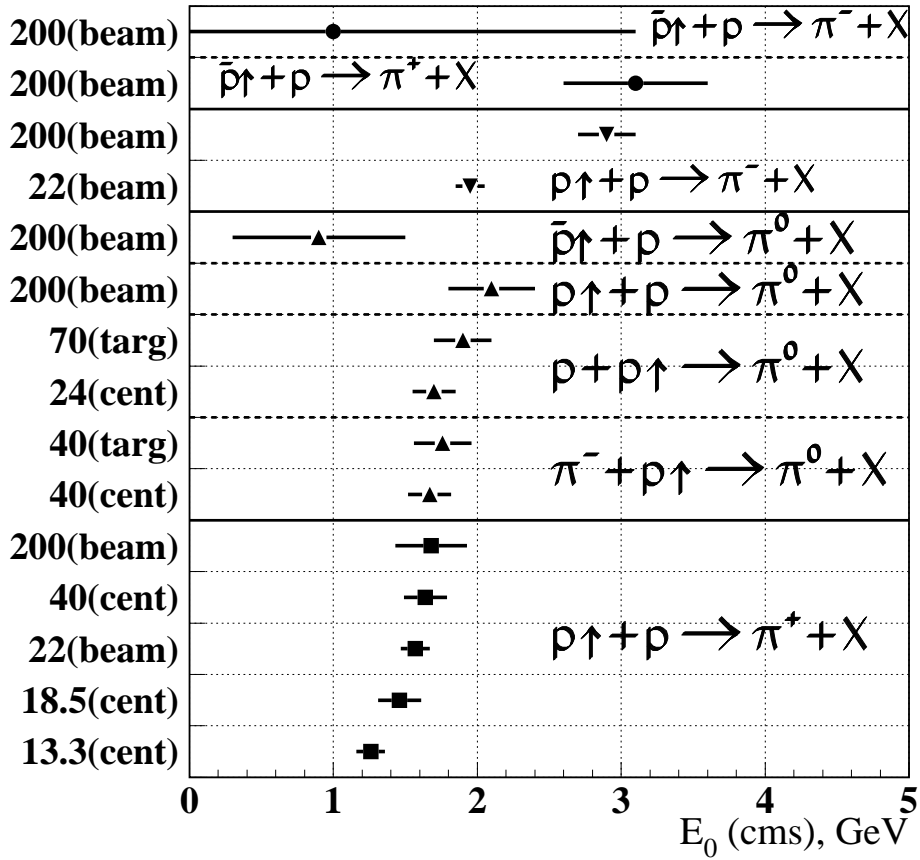


Рис. 6.8: Точки начала появления асимметрии для разных экспериментов. *cent*– эксперименты в центральной области (при $x_f \approx 0$), *targ* – в области фрагментации мишени, *beam* – в области фрагментации пучка.

Отметим, что равна нулю асимметрия инклюзивного рождения π^0 и π^- -мезонов в $p\uparrow p$ взаимодействии в центральной области. Если в области фрагментации π^- -мезон рождается, в основном, от валентного d -кварка, поляризация которого считается противоположной направлению поляризации протона и u -кварка (по SU(6) и из данных по структурным функциям для продольно поляризованного протона, см. например

Таблица 6.1: Сводная таблица. Точка начала роста асимметрии E_{cms}^0 для разных экспериментов. $E_{cms}^{max} = \sqrt{s}/2$.

Реакция	Энергия	E_{cms}^0 , ГэВ	χ^2/N	$k \cdot (E_{cms}^{max} - E_{cms}^0)$, %	ссылка
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$	13.3	1.26 ± 0.1	0.9	52 ± 6	[93]
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$	18.5	1.46 ± 0.15	0.85	63 ± 16	[93]
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$	21.92	1.57 ± 0.1	0.9	68 ± 6	[90]
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$	40	1.64 ± 0.15			[94]
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$	200	1.68 ± 0.25	1.1	52 ± 5	[87]
$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	40	1.67 ± 0.15	1.5	107 ± 26	[2]
$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	40	1.76 ± 0.2	0.7	36 ± 14	[10]
$p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	24	1.7 ± 0.15	0.6	334 ± 165	[95]
$p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	70	1.9 ± 0.2	0.85	208 ± 70	[7]
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$	200	2.1 ± 0.3	0.5	26 ± 5	[185]
$\bar{p}_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$	200	0.9 ± 0.6	0.5	13 ± 4	[185]
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^- + X$	21.92	1.95 ± 0.1	0.5	87 ± 11	[90]
$p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^- + X$	200	2.9 ± 0.2	<0.1	51 ± 6	[87]
$\bar{p}_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$	200	3.1 ± 0.5	<0.1	59 ± 16	[89]
$\bar{p}_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^- + X$	200	1.0 ± 2.2	0.1	25 ± 15	[89]

[186]), то в центральной области вклад в образование π^- -мезона дают и другие каналы с разными значениями поляризации кварка. Поэтому в области фрагментации поляризованной частицы асимметрии π^- -мезона, рождающегося от d -кварка, и π^+ -мезона, рождающегося от u -кварка, противоположны, тогда как в центральной области асимметрия π^- -мезона размывается, просто из-за того, что в протоне один валентный d -кварк и два u -кварка. Это может служить объяснением, почему в $p_{\uparrow}p$ взаимодействии в центральной области близка к нулю асимметрия π^0 -мезона. В случае π^-p_{\uparrow} взаимодействия большая асимметрия π^0 -мезона может возникнуть при образовании π^0 -мезона из валентных \bar{u} -кварка от падающего π^- мезона и u -кварка из поляризованного протона, тогда как вклад валентного d -кварка из протона при больших поперечных импульсах в данном случае существенно подавлен относительно указанного канала.

Асимметрия инклюзивного рождения π^+ -мезонов начинает возрастать при одном и том же значении E_{cms}^0 в диапазоне $\sim 1.5 \div 2$. ГэВ. Такое же поведение наблюдается и для π^0 -мезонов. В то же время, для π^- -мезонов данное утверждение не выполняется. Это может быть связано с тем, что π^+ -мезоны образуются от валентных u -кварков, поляризация которых совпадает с поляризацией протона и их число больше, чем других кварков. Напомним, что рассматриваются только данные с $p_T > 0.5$ ГэВ/с. При образовании π^- -мезонов, как уже отмечалось ранее, вклад могут давать и другие каналы, при этом соотношение вкладов каналов может зависеть от x_R , то есть не только от энергии вторичной частицы в системе центра масс, но и от энергии системы центра масс \sqrt{s} . Поэтому асимметрия π^- -мезонов в $p_{\uparrow}p$ взаимодействии во всех случаях начинает возрастать при больших значениях E_{cms} , чем для π^+ -мезонов и это приводит к разному значению точки возникновения асимметрии π^- -мезонов при раз-

ных энергиях. Если указанное предположение верно, то в $\bar{p}_\uparrow p$ -взаимодействии асимметрии π^+ - и π^- -мезонов должны по отношению к $p_\uparrow p$ взаимодействию поменяться местами. Именно такое поведение и наблюдается — асимметрия π^+ -мезона начинает возрастать при том же самом значении E_{cms}^0 , что и асимметрия π^- -мезона в $p_\uparrow p$ взаимодействии, а поведение асимметрии в реакции $\bar{p}_\uparrow + p \rightarrow \pi^- + X$ аналогично поведению асимметрии в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$.

Отметим также, что для четырех экспериментов, в которых измерялась асимметрия в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$, значения $k \cdot (E_{cms}^{max} - E_{cms}^0)$ близки. При этом k имеет смысл асимптотической асимметрии на границе фазового объема в том случае, если асимметрия продолжает линейно возрастать и не выходит на насыщение.

Мы можем сделать вывод, что для π -мезона, родившегося от кварков, число которых в адроне больше и поляризация которых совпадает с поляризацией адрона, асимметрия начинает возрастать при одном и том же универсальном значении энергии π -мезона в системе центра масс E_{cms}^0 и не зависит от начальной энергии пучка.

6.5.1 Обсуждение данного результата в рамках модели конститuentных кварков

Обнаруженная универсальность величины E_{cms}^0 может служить доказательством наличия универсальных подструктур в адронах — конститuentных кварков. Понятие конститuentных кварков [187]–[190] широко использовалось с самого начала кварковой эры, но только недавно в лаборатории им. Джефферсона (США) было получено указание на прямое экспериментальное доказательство [191].

Конститuentные кварки приобретают свои массы из-за спонтанного нарушения киральной симметрии в КХД. Оператор, который преобразует токовые кварки в конститuentные имеет энергетическую зависимость и определяется $\Lambda_\chi \simeq 4\pi f_\pi$, где f_π — константа пионного распада. Конститuentный кварк возникает как квазичастица, т.е. токовый валентный кварк окружен облаком кварк-антикварковых пар различных сортов.

Конкретная модель, в которой возникновение односпиновой асимметрии объясняется в рамках концепции конститuentных кварков [114, 115, 116] рассмотрено подробнее в **разделе 1.3.3**.

Односпиновая асимметрия в данной модели возникает благодаря угловому моменту кварков внутри конститuentного кварка: спин конститuentного кварка, т.е. U -кварка определяется суммой

$$J_U = 1/2 = S_{u_v} + S_{\{\bar{q}q\}} + L_{\{\bar{q}q\}} = 1/2 + S_{\{\bar{q}q\}} + L_{\{\bar{q}q\}}. \quad (6.2)$$

В работах [114, 115, 116] оценено, что $L_{\{\bar{q}q\}} \simeq 1/3$. Оценки были сделаны на основе данных по глубоко-неупругому рассеянию, и подобный же результат может быть получен из простого соотношения $L_{\{\bar{q}q\}} \simeq r_Q < k_\perp >$, где $r_Q \simeq 1/\Lambda_\chi$ и $< k_\perp > \simeq 0.2 - 0.3$ ГэВ/с. Значительные асимметрии в модели возникают при $p_\perp > \Lambda_\chi \simeq 1$ ГэВ/с, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Таким образом, орбитальное движение кварковой материи внутри конститuentного кварка приводит к существенным асимметриям на малых расстояниях ($r \leq 1/\Lambda_\chi$) и при энергиях, достаточных для развала конститuentного кварка.

Величина Λ_χ определяет не только поперечный размер конститuentного кварка, но также его “энергию ионизации”. Она является минимальной энергией, необходимой для возбуждения и развала кварка. В данной модели асимметрия не равна нулю, только тогда когда конститuentный кварк возбужден. Величина E_0^{cms} связана с этой энергией и, значит, $E_0^{cms} \propto \Lambda_\chi$. В таком подходе естественно, что данная величина энергии универсальна, так как она является отражением внутренних свойств конститuentных кварков.

6.6 Выводы по данной главе

Основные результаты данной Главы:

- Проведен анализ результатов всех проведенных ранее экспериментов по поиску односпиновой асимметрии в экспериментах с фиксированной мишенью.
- Обнаружен экспериментальный факт, что для π -мезона, родившегося от кварков, число которых в адроне больше и поляризация которых совпадает с поляризацией адрона, асимметрия начинает возрастать при одном и том же значении энергии π -мезона в системе центра масс E_{cms}^0 и не зависит от начальной энергии пучка.
- Универсальность возникновения асимметрии может быть интерпретирована как указание на существование конститuentных кварков в адронах.

Заключение

Обсуждение результатов

В настоящее время существует много моделей, которые пытаются объяснить большие односпиновые асимметрии. Однако к недостаткам этих моделей можно отнести тот факт, что они, в основном, не предсказывают новые результаты, а пытаются объяснить уже имеющиеся экспериментальные данные. Во-многом, это объясняется сравнительно малым числом экспериментов. С этой точки зрения, результаты, полученные при выполнении данной диссертации важны уже просто для развития теоретических моделей.

Совокупность представляемых в диссертации результатов и данных из других экспериментов позволяет сделать некоторые выводы по поводу существующих теоретических моделей. Например, многообещающие расчеты в моделях с высшими твистами хорошо объясняют результаты в области фрагментации поляризованных протонов (эксперимент E704), но в то же время предсказанные в рамках этой модели асимметрия в центральной области убывает с ростом поперечного импульса [109], что противоречит существующим экспериментальным данным при 13–40 ГэВ. Следует отметить, что предсказания сделаны для более высоких энергий. Расчеты в рамках моделей Сиверса и Коллинза не могут объяснить больших односпиновых асимметрий в центральной области. Единственные модели, где асимметрии объясняются во всех кинематических областях – это расчеты, где учитывается орбитальный момент кварков (Берлинская модель и кварковая модель для U-матрицы).

Автор надеется, что представленные экспериментальные данные стимулируют дальнейшее развитие теоретических моделей.

Выводы

Сформулируем основные результаты и выводы диссертации.

При решающем вкладе диссертанта на установках ПРОЗА-М и ПРОЗА-2 ускорителя У70 Института Физики Высоких Энергий проведено измерение односпиновой асимметрии инклюзивно рожденных π^0 -мезонов в области фрагментации поляризованной мишени и под углом 90° в системе центра масс:

1. При непосредственном участии диссертанта подготовлена экспериментальная установка ПРОЗА-М и проведен набор данных в реакции $\pi^- + d_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в сеансах 1986-1988 годов. При активном участии соискателя подготовлен пакет

программ и проведен анализ набранных данных. Основные выводы данного исследования заключаются в следующем:

- Измерена односпиновая асимметрия инклюзивного рождения A_N в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области, то есть под углом 90° в системе центра масс при энергии пучка 40 ГэВ. Асимметрия при значении поперечного импульса $p_T > 2.2$ ГэВ/с велика и равна $(-40 \pm 12)\%$.
- Поведение асимметрии π^0 и η -мезонов одинаково при взаимодействии π^- -мезонов с поляризованными водородной и дейтериевой мишенями. Таким образом, асимметрия не зависит от типа поляризованной мишени. Данный результат может указывать на то, что поляризация u - и d -кварков внутри протона и дейтерия одинакова. Суммарное значение асимметрии A_N для реакций $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ и $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при $p_T > 2.2$ ГэВ/с равно $(-39 \pm 7)\%$.
- При значениях поперечного импульса $p_T < 1.6$ асимметрия сравнима с нулем.
- Если профитировать асимметрию (в зависимости от поперечного импульса) линейной функцией, то график функции пересекает ось абсцисс при $p_T^0 = 1.67 \pm 0.15$ ГэВ/с.
- Асимметрия инклюзивного рождения η -мезонов также велика и достигает $(-62 \pm 22)\%$ при $p_T > 2.2$ ГэВ/с.
- В то же время асимметрия комбинаторной пары γ -квантов в области масс между массами π^0 - и η -мезонов совместима с нулем.
- Расчеты в рамках кварковой модели для U -матрицы хорошо описывают экспериментальные данные.

2. При активном участии диссертанта подготовлена экспериментальная установка ПРОЗА-2 и проведен набор данных в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в сеансах 1999-2000 годов. Соискателем подготовлен пакет программ для анализа данных “в линию” и “вне линии”. При решающем вкладе диссертанта подготовлены алгоритмы реконструкции событий и проведен анализ набранных данных. Основные выводы данного исследования заключаются в следующем:

- Впервые измерена асимметрия в инклюзивной реакции в области фрагментации поляризованной мишени. Измеренная асимметрия в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ равна $A_N = -13.8 \pm 3.8\%$ при $-0.8 < x_F < -0.4$ и p_T в диапазоне от 1 до 2 ГэВ/с.
- При $-0.4 < x_F < -0.1$ и p_T в диапазоне от 0.5 – 1.5 ГэВ/с асимметрия сравнима с нулем.
- Измеренная нами асимметрия в области $|x_F| > 0.4$ совместима в пределах ошибок с измерениями во ФНАЛ (E704, 200 ГэВ) и БНЛ (20 ТэВ в системе покоя мишени) в области фрагментации поляризованного протонного пучка при тех же значениях $|x_F|$. Тем самым в эксперименте с фиксированной мишенью экспериментально установлено, что асимметрия возникает в

области фрагментации поляризованного протона и не зависит от того, является ли этот протон пучковой частицей, или частицей мишени.

- инклюзивное рождение π^0 -мезона в области фрагментации поляризованного протона с установленной экспериментально анализирующей способностью $\sim (10 - 15)\%$ может использоваться для измерения поляризации протонного пучка .
- Существующие теоретические модели хорошо описывают полученные данные.

3. При непосредственном участии диссертанта модернизирована экспериментальная установка ПРОЗА-М (в частности подготовлен новый цифровой триггер) и проведен набор данных в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в 1996 году. При этом впервые в мире проведены исследования на пучке протонов, выведенном с помощью изогнутого монокристалла из ускорителя с жесткой фокусировкой. Соискатель внес основной вклад в подготовку программ для анализа данных “в линию” и анализе набранных данных. Основные выводы измерений в данной реакции заключаются в следующем:

- Асимметрия в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 70 ГэВ в области $1.0 < p_T < 3.0$ ГэВ/с равна нулю в пределах ошибок, что хорошо согласуется с результатами E704 при 200 ГэВ и отличается от результатов, полученных при 24 ГэВ в ЦЕРН, где обнаружена значительная асимметрия. Таким образом, асимметрия в области энергий от 70 до 200 ГэВ действительно мала и не зависит от энергии. Если существует зависимость асимметрии от энергии, то это происходит при изменении энергии пучка от 24 до 70 ГэВ.
- Предсказания теоретических моделей не противоречат полученным результатам.

4. Из совокупности всех проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы:

- Из сравнения результатов измерений асимметрии в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ ($\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$) в центральной области под углом 90° в системе центра масс и в области фрагментации поляризованной мишени следует, что абсолютное значение асимметрии при 40 ГэВ начинает возрастать при одном и том же значении импульса π^0 -мезона в системе центра масс $p_0 = 1.7 \pm 0.15$ ГэВ/с для двух различных кинематических областей.
- Сравнивая результаты в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при 70 ГэВ и реакциях $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ ($\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$) при 40 ГэВ в одной и той же кинематической области (под углом 90° в системе центра масс), можно сделать вывод, что асимметрия зависит от сорта взаимодействующих частиц. Иначе следует предположить значительное изменение динамики взаимодействия при изменении энергии пучка от 40 до 70 ГэВ.

- Таким образом, большое значение асимметрии в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ указывает на значительный вклад валентных кварков в инклюзивное рождение π^0 -мезонов при поперечных импульсах $p_T > 2.2$ ГэВ/с и $x_F \approx 0$. Если в pp_{\uparrow} -взаимодействии из-за противоположных по знаку поляризаций u - и d -кварков в протоне и перемешивания каналов из поляризованного и неполяризованного протона может происходить сокращение асимметрии, то в случае $\pi^- p_{\uparrow}$ взаимодействия большая асимметрия может возникнуть при образовании π^0 -мезона из валентных \bar{u} -кварка от падающего π^- мезона и u -кварка из поляризованного протона, тогда как вклад валентного d -кварка из протона в данном случае подавлен.
 - Модели, где большие эффекты объясняются орбитальным моментом кварков наиболее полно отражают существующие экспериментальные данные, тогда как модели на основе механизмов Сиверса, Коллинза и высших твистов хорошо объясняют результаты в области фрагментации поляризованной частицы.
5. Диссертантом проведен анализ всех существующих данных инклюзивного рождения π -мезонов. В результате данного анализа обнаружен экспериментальный факт, что в большинстве экспериментов асимметрия начинает возрастать при энергии вторичной частицы в системе центра масс в диапазоне 1.5–2.0 ГэВ/с. Это не зависит от начальной энергии пучка и угла вылета частицы.
 6. Соискателем высказана гипотеза о возможной факторизации асимметрии π -мезонов от их энергии в системе центра масс.

Благодарности

В заключение автор хотел бы выразить глубокую признательность научному руководителю дфмн А.Н. Васильеву за постановку задач, поддержку и внимательное руководство.

Диссертант благодарен руководству ИФВЭ за поддержку в проведении исследований; Ускорительному отделению и отделу Пучков ИФВЭ за высокую эффективность работы У-70 и канала 14.

Соискатель благодарен за неоценимую помощь в подготовке и проведении измерений коллективу сотрудничеств ПРОЗА-М и ПРОЗА-2: Ю.И. Арестову, О.В. Астафьеву, Н.И. Беликову, А.Н. Васильеву, О.А. Грачеву, В.Н. Гришину, Ю.М. Гончаренко, А.М. Давиденко, А.А. Деревщикову, В.А. Кормилицыну, Ю.А. Матуленко, В.В. Медведеву, Ю.М. Мельнику, А.П. Мещанину, Н.Е. Михалину, А.И. Мыснику, Л.В. Ногач, С.Б. Нурушеву, Д.И. Паталахе, А.Ф. Прудкогляду, В.Л. Рыкову, П.А. Семенову, Л.Ф. Соловьеву, Ю.В. Харлову, В.Ю. Ходыреву, Б.В. Чуйко, К.Е. Шестерманову, А.Е. Якутину (ИФВЭ), Н.С. Борисову, Э.И. Бунятовой, В.Г. Коломийцу, М.Ю. Либургу, В.Н. Матафонову, А.Б. Неганову, Ю.А. Плису, Ю.А. Усову, А.Н. Федорову, Б.А. Хачатурову (ОИЯИ, Дубна), Ю.Ш. Багатурия, Л.Н. Глонти, Г.Г. Мачарашвили, А.И. Очерашвили, Т.М. Сахелашвили (Тбилисский университет) А.А. Луханину

(ХФТИ, Харьков), а также безвременно ушедшим В.Д. Апокину, Ю.М. Казаринову и В.Л. Соловьянову,

Автор хотел бы высказать особую признательность А.Н. Васильеву, Ю.А. Матуленко, Л.В. Ногач, Л.Ф. Соловьеву и К.Е. Шестерманову за помощь в подготовке программ и обработке данных. Автор благодарен В.В. Абрамову, М. Ансельмино, А.М. Зайцеву, В.В. Киселеву, Д. Коллинзу, М. Рыскину, С. Трошину за полезные обсуждения во время подготовки статей.

Диссертант признателен своей семье за поддержку при выполнении данной работы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-02-16919.

Литература

- [1] V.D. Apokin, Yu.I. Arestov, O.V. Astafev, N.I. Belikov, B.V. Chuiko, A.A. Derevshchikov, O.A. Grachov, Yu.A. Matulenko, A.P. Meshchanin, A.A. Morozov, **V.V. Mochalov**, A.I. Mysnik, S.B. Nurushev, D.I. Patalakha, A.F. Prudkoglyad, V.L. Rykov, L.F. Solovev, V.L. Solovyanov, A.N. Vasilev (*Serpukhov, IHEP*), N.S. Borisov, Yu.M. Kazarinov, B.A. Khachaturov, M.Yu. Liburg, V.N. Matafonov, A.B. Neganov, Yu.A. Usov (*Dubna, JINR*), Yu.Sh. Bagaturiya, L.N. Glonti, G.G. Macharashvili, A.I. Ocherashvili, T.M. Sakhelashvili (*Tbilisi State U.*) – **REVEALING OF ESSENTIAL SPIN EFFECTS IN HARD COLLISIONS AT 40-GEV.**
Prepared for 8th International Symposium on High-energy Spin Physics, Minneapolis, MN, 12-17 Sep 1988. In *Minneapolis 1988, Proceedings, High-energy spin physics, vol. 1* 149-156.
- [2] M.S. Amaglobeli, Yu.Sh. Bagaturiya, L.N. Glonti, G.G. Macharashvili, A.I. Ocherashvili, T.M. Sakhelashvili, B.G. Chiladze (*Tbilisi State U.*), V.D. Apokin, Yu.I. Arestov, O.V. Astafev, N.I. Belikov, A.N. Vasilev, O.A. Grachov, A.A. Derevshchikov, G.V. Zholobov, Yu.A. Matulenko, A.P. Meshchanin, N.G. Minaev, A.A. Morozov, **V.V. Mochalov**, A.I. Mysnik, S.B. Nurushev, D.I. Patalakha, A.F. Prudkoglyad, V.V. Rykalin, V.L. Rykov, L.F. Solovev, V.L. Solovyanov, V.Yu. Khodyrev, B.V. Chuiko (*Serpukhov, IHEP*), N.S. Borisov, Yu.M. Kazarinov, M.Yu. Liburg, V.N. Matafonov, A.B. Neganov, Yu.A. Usov, B.A. Khachaturov (*Dubna, JINR*) – **MEASUREMENT OF THE SINGLE-SPIN ASYMMETRY IN INCLUSIVE PRODUCTION OF π^0 AND η MESONS IN THE CENTRAL REGION AT MOMENTUM 40-GEV/C.**
Preprint IHEP-1989-37, Sov.J.Nucl.Phys.**50**:432-437,(1989), [*ЯФ* **50**:695-704,(1989)]
- [3] V.D. Apokin, Yu.I. Arestov, O.V. Astafev, N.I. Belikov, B.V. Chuyko, A.A. Derevshchikov, O.A. Grachev, V.Yu. Khodyrev, Yu.A. Matulenko, A.P. Meshchanin, N.G. Minaev, A.A. Morozov, **V.V. Mochalov**, A.I. Mysnik, S.B. Nurushev, D.I. Patalakha, A.F. Prudkoglyad, V.V. Rykalin, V.L. Rykov, L.F. Solovev, V.L. Solovyanov, A.N. Vasilev, G.V. Zholobov (*Serpukhov, IHEP*), N.S. Borisov, Yu.M. Kazarinov, B.A. Khachaturov, M.Yu. Liburg, V.N. Matafonov, A.B. Neganov, Yu.A. Usov (*Dubna, JINR*), N.S. Amaglobeli, Yu.Sh. Bagaturiya, B.G. Chiladze, L.N. Glonti, G.G. Macharashvili, A.I. Ocherashvili, T.M. Sakhelashvili (*Tbilisi State U.*) – **MEASUREMENT OF ONE-SPIN ASYMMETRIES IN INCLUSIVE π^0**

AND η PRODUCTION AT 90°CMS IN THE REACTIONS $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0(\eta) + X$ AT 40 GEV/C.

Proc. 3rd Intern Workshop on High Energy Spin Physics, 163, Protvino, 1990.

- [4] V.D. Apokin, Yu.I. Arestov, O.V. Astafev, N.I. Belikov, B.V. Chuiko, A.A. Derevshchikov, O.A. Grachov, Yu.A. Matulenko, A.P. Meshchanin, A.A. Morozov, **V.V. Mochalov**, A.I. Mysnik, S.B. Nurushev, D.I. Patalakha, A.F. Prudkoglyad, V.L. Rykov, L.F. Solovev, V.L. Solovyanov, A.N. Vasilev (*Serpukhov, IHEP*), N.S. Borisov, Yu.M. Kazarinov, B.A. Khachaturov, M.Yu. Liburg, V.N. Matafonov, A.B. Neganov, Yu.A. Usov (*Dubna, JINR*), Yu.Sh. Bagaturiya, L.N. Glonti, G.G. Macharashvili, A.I. Ocherashvili, T.M. Sakhelashvili (*Tbilisi State U.*) – **OBSERVATION OF SIGNIFICANT SPIN EFFECTS IN HARD COLLISIONS AT 40-GEV/C.**
Phys. Lett. B **243**, 461-464, 1990.
- [5] В.Д. Апокин, Н.И. Беликов, А.Н. Васильев, Ю.М. Гончаренко, О.А. Грачев, В.Н. Гришин, А.М. Давиденко, А.А. Деревщиков, Ю.А. Ильин, В.А. Кормилицын, Ю.А. Матуленко, В.А. Медведев, Ю.М. Мельник, А.П. Мещанин, Н.Е. Михалин, **В.В. Мочалов**, А.И. Мыслик, С.Б. Нурушев, Д.И. Паталаха, А.Ф. Прудкогляд, В.Л. Рыков, Л.Ф. Соловьев, В.Л. Соловьянов, Ю.В. Харлов, В.Ю. Ходырев, Б.В. Чуйко, К.Е. Шестерманов, А.С. Якутин, Л.В. Алексеева(*), Л.В. Ногач (*ИФВЭ, Протвино*), Н.С. Борисов, Э.И. Бунятова, Ю.М. Казаринов, Ю.Ф. Киселев, В.Г. Коломиец, М.Ю. Либург, В.Н. Матафонов, А.Б. Неганов, Б.С. Неганов, Ю.А. Плис, Ю.А. Усов, А.Н. Федоров (*Лаборатория ядерных проблем ОИЯИ, Дубна*) – **Установка ПРОЗА-М для исследования односпиновых асимметрий в инклюзивном образовании нейтральных мезонов на ускорительном комплексе ИФВЭ**
Препринт ИФВЭ 1997-38, Протвино 1997, Приб.Техн.Эксп. **4**, 23-30 (1998).
- [6] N.I. Belikov, V.I. Belousov, B.V. Chujko, A.M. Davidenko, A.A. Derevshchikov, O.A. Grachov, V.N. Grishin, Yu.V. Kharlov, V.Yu. Khodyrev, Yu.A. Matulenko, V.A. Medvedev, Yu.M. Melnik, A.P. Meschanin, **V.V. Mochalov**, A.I. Mysnik, S.B. Nurushev, D.I. Patalakha, A.I. Pavlinov, V.L. Rykov, K.E. Shestermanov, L.F. Soloviev, V.L. Solovyanov, M.N. Ukhonov, A.N. Vasiliev, A.E. Yakutin (*Institute of High Energy Physics, Protvino*); L.V. Alekseeva, L.V. Nogach, M.A. Bychkov (*Moscow State Univ.*); D. Crandell, J. Muldavin, R. Raymond (*Michigan Univ*); N.S. Borisov, A.N. Fedorov, V.G. Kolomiets, A.A. Lukhanin, V.N. Matafonov, A.B. Neganov, Yu.A. Plis, Yu.A. Usov (*Joint Institute of Nuclear Research, Dubna*) – **PRELIMINARY RESULTS ON RAW ASYMMETRY IN THE π^0 - PRODUCTION ON A POLARIZED TARGET AT 70 GeV (IHEP-JINR PROZA-M Collaboration)**
Preprint IHEP-1997-51, Protvino, 1997.
- [7] N. Belikov, V. Belousov, B. Chuiko, A. Davidenko, A. Derevshchikov, V. Grishin, Yu. Kharlov, V. Khodyrev, Yu. Matulenko, V. Medvedev, Yu. Melnik,

A. Meshchanin, **V. Mochalov**, A. Mysnik, S. Nurushev, D. Patalakha, A. Pavlinov, A. Prudkoglyad, K. Shestermanov, L. Solovev, V. Solovyanov, M. Ukhanov, A. Vasilev, A. Yakutin (*Serpukhov, IHEP*), O. Grachov, V. Rykov (Wayne State Univ), N. Borisov, E. Bunyatova, A. Fedorov, V. Kolomiets, V. Matafonov, A. Neganov, Yu. Plis, O. Shchevelev, Yu. Usov (*Dubna, JINR*), D. Crandell, J. Muldavin, R. Raymond (*Michigan Univ*); A. Lukhanin (*Kharkov, KIPT*) L. Alekseeva, L. Nogach, M. Bychkov (*Moscow State Univ.*) –

SINGLE SPIN ASYMMETRY OF π^0 MESONS PRODUCED AT $X_F = 0$ IN 70-GEV P P POLARIZED COLLISIONS. By IHEP-JINR PROZAM Collaboration.

Prepared for 13th International Symposium on High-Energy Spin Physics (SPIN 98), Protvino, Russia, 8-12 Sep 1998. In *Protvino 1998, High energy spin physics* 465-467.

- [8] А.Н. Васильев, В.Н. Гришин, Ю.А. Матуленко, **В.В. Мочалов**, А.И. Павлинов, Л.Ф. Соловьев, В.Л. Соловьянов –
Экспериментальное изучение угловой зависимости электромагнитного ливня
Препринт ИФВЭ-1998-72, Протвино, 1998; Приб.Техн.Эксп. 4, 37-40 1999.
- [9] А.Н. Васильев, А.М. Давиденко, Ю.А. Матуленко, **В.В. Мочалов**, П.А. Семенов, Л.Ф. Соловьев, В.Л. Соловьянов –
Экспериментальное исследование цифрового триггера на большие p_t
Препринт ИФВЭ 2001-8, Протвино, 2001.
- [10] А.Н. Васильев, В.Н. Гришин, А.А. Деревщиков, В.И. Кравцов, Ю.А. Матуленко, В.А. Медведев, Ю.М. Мельник, А.П. Мещанин, Д.А. Морозов, **В.В. Мочалов**, Л.В. Ногач, С.Б. Нурушев, А.Ф.Прудкогляд, П.А. Семенов, Л.Ф. Соловьев, **В.Л. Соловьянов**, М.Н. Уханов, В.Ю. Ходырев, К.Е. Шестерманов, А.Е. Якутин (*Институт Физики Высоких Энергий, Протвино*), Н.С. Борисов, В.Н. Матафонов, А.Б. Неганов, Ю.А. Плис, Ю.А. Усов, А.Н. Федоров (*Объединенный Институт ядерных исследований, Дубна*), А.А. Луханин (*Харьковский физико-технический институт, Харьков*) –
Измерение односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π^0 -мезонов при 40 ГэВ в области фрагментации поляризованной мишени. (Сотрудничество ПРОЗА-2)– Препринт ИФВЭ 2003-21, принято к публикации в журнал “Ядерная физика”.
- [11] А.Н. Васильев, В.Н. Гришин, А.М. Давиденко, А.А. Деревщиков, Ю.А. Матуленко, Ю.М. Мельник, А.П. Мещанин, **В.В. Мочалов**, Л.В. Ногач, С.Б. Нурушев, П.А. Семенов, Л.Ф. Соловьев, **В.Л. Соловьянов**, В.Ю. Ходырев, К.Е. Шестерманов, А.Е. Якутин (*Институт Физики Высоких Энергий, Протвино*), Н.С. Борисов, В.Н. Матафонов, А.Б. Неганов, Ю.А. Плис, Ю.А. Усов, А.Н. Федоров (*Объединенный Институт ядерных исследований, Дубна*) А.А. Луханин (*Харьковский физико-технический институт, Харьков*) –
Поиск односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π^0 мезонов

в центральной области при энергии протонного пучка 70 ГэВ. (Сотрудничество ПРОЗА-М) Препринт ИФВЭ 2003-22, принято к публикации в журнал “Ядерная физика”.

- [12] А.Н. Васильев, В.В. Мочалов –
Общие особенности односпиновой асимметрии инклюзивного рождения π -мезонов в экспериментах с фиксированной мишенью.
Препринт ИФВЭ 2003-26, принято к публикации в журнал “Ядерная физика”; hep-ex/0312007.
- [13] V. Mochalov, S.Troshin, A.Vasiliev –
Indication on the universal hadron substructure: constituent quarks.
Preprint IHEP 2003-27, accepted to Phys. Rev. D; hep-ph/0310224.
- [14] A.M. Davidenko, V.N. Grishin, V.Yu. Khodyrev, V.I. Kravtsov, Yu.A. Matulenko, V.A. Medvedev, Yu.M. Melnick, A.P. Meschanin, V.V. Mochalov, D.A. Morozov, L.V. Nogach, S.B. Nurushev, P.A. Semenov, K.E. Shestermanov, V.L. Solovianov, L.F. Soloviev, A.N. Vasiliev, A.E. Yakutin (*IHEP, Protvino, Russia*), N.S. Borisov, A.N. Fedorov, V.N. Matafonov, A.B. Neganov, Yu.A. Plis, Yu.A. Usov (*JINR, Dubna, Russia*), A.A. Lukhanin (*KhPTI, Kharkov, Ukraine*) –
Single-Spin Asymmetry in Inclusive π^0 Production Measured at the Protvino 70 GeV Accelerator
Presented at "ADVANCED STUDIES INSTITUTE – SYMMETRIES AND SPIN"(SPIN-Praha-2003) to be published in Check. Phys. Journ.; hep-ex/0312014.
- [15] A.M. Davidenko, V.N. Grishin, V.Yu. Khodyrev, V.I. Kravtsov, Yu.A. Matulenko, V.A. Medvedev, Yu.M. Melnick, A.P. Meschanin, V.V. Mochalov, D.A. Morozov, L.V. Nogach, S.B. Nurushev, P.A. Semenov, K.E. Shestermanov, V.L. Solovianov, L.F. Soloviev, A.N. Vasiliev, A.E. Yakutin (*IHEP, Protvino, Russia*) N.S. Borisov, A.N. Fedorov, V.N. Matafonov, A.B. Neganov, Yu.A. Plis, Yu.A. Usov (*JINR, Dubna, Russia*) A.A. Lukhanin (*KhPTI, Kharkov, Ukraine*) –
Recent Results from Protvino Polarized Experiment PROZA-M
Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003; hep-ex/0312009.
- [16] V.V. Mochalov, A.N. Vasiliev and S.M. Troshin –
Presence of the universal substructures in the hadrons— constituent quarks
Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003; hep-ex/0312010.
- [17] 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.
- [18] М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев и Г.Д. Столетов – ЖЭТФ **31**, 361 (1956).

- [19] Ю.П. Кумейкин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев и Г.Д. Столетов – Атомная Энергия **14**, 38 (1963).
- [20] L.S. Azhgirei, Yu. Kumekin, M. Mescheryakov, S. Nurushev, V. Solovyanov, G. Stoletov – Phys.Lett.**18**, 203 (1965)
- [21] А.А. Борисов, А.С. Кузнецов, В.Е Лукашов, С.Б. Нурушев, В.Л. Соловьянов – ЯФ **5**, 348 (1967).
- [22] P.Bonamy et al. – Phys. Lett. B **23**, 501 (1966);
P.Bonamy et al. – Phys. Lett. B **16**, 335 (1970).
- [23] D.D.Drobnis et al. – Phys. Rev. Lett. **20**, 274 (1968).
- [24] P.Bonamy et al. – Nucl. Phys. B **52**, 392 (1973).
- [25] D.Hill et al. – Phys. Rev. Lett. **30**, 239 (1973).
- [26] К.Брюнетон и др. – ЯФ **23**, 769 (1976)
- [27] К.Брюнетон и др. – ЯФ **25**, 369 (1977)
- [28] J. Antille et al. – Nucl. Phys. **185**, 1(1981).
- [29] I.Auer et al. – Phys. Lett. B **70**, 475 (1977).
- [30] G.Fidecaro et al. – Phys. Lett. B **76**, 369 (1978).
- [31] P.R.Cameron et al. – Phys. Rev. **32**, 3070 (1985).
- [32] D.G.Crabb et al. – Phys. Rev. Lett. **65**, 3241 (1990).
- [33] A.M.T. Lin et al. – Phys. Lett. B **74**, 273 (1978).
- [34] A.D. Krisch - Published in Proceed. 7th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Protvino, USSR, 1986, v. **1**, p.272.
- [35] G.Bunce et al. – Phys. Rev. Lett. **36**, 1113 (1976).
- [36] Y.W. Wah et al. – Phys. Rev. Lett. **55**, 2551 (1985).
- [37] K. Heller et al. – Phys. Rev. Lett. **41**, 607 (1978).
- [38] K. Heller et al. – Phys. Rev. Lett. **51**, 2025 (1983).
- [39] R. Rameika et al. – Phys. Rev. D **33**, 3172 (1986).
- [40] F. Abe et al. – Phys. Rev. D **34**, 1950 (1986).
- [41] P. Chauvat et al. – Phys. Lett. B (163), 273 (1985).
- [42] T. Armstrong et al. – Nucl. Phys. B **262**, 356 (1985).

- [43] S. Gourlay et al. –Phys. Rev. Lett. **56**, 2244 (1986).
- [44] H. Abramovicz et al. –Nucl. Phys. B **105**, 222 (1976).
- [45] H.Grassler et al. –Nucl. Phys. B **136**,386 (1978).
- [46] M.M. Baubillier et al. –Nucl. Phys. B **148**, 18 (1979).
- [47] J.Bensinger et al. –Nucl. Phys. B **252**, 561 (1985).
- [48] K.Heller – Published in Proceed. 7th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Protvino, USSR, 1986, v. **1**, p.81.
- [49] Yu. Alexandrov – *A measurement of Λ polarization in inclusive production by Σ of 340 GeV/c on C and Cu targets*, Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003
- [50] V.D. Apokin et al. –Z.Phys.C **15**, 293 (1982);
И.А. Аввакумов и др. – ЯФ **35**, 1465 (1982).
- [51] Н.С. Борисов и др. – ЯФ **41**, 116 (1985).
- [52] V.D. Apokin et al – Nucl.Phys.B **255**, 253 1985.
- [53] И.А. Аввакумов и др. – ЯФ **42**, 1146 (1985).
- [54] И.А. Аввакумов и др. – ЯФ **42**, 1152 (1985).
- [55] V.D. Apokin et al – Z.Phys.C **35**, 173 (1987).
- [56] В.Д. Апокин и др. – ЯФ **45**, 1355 (1987).
- [57] В.Д. Апокин и др. – ЯФ **47**, 727 (1988).
- [58] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **148**, 1467 (1966); *там же* **D1** 1376 (1970).
- [59] J. Ellis and R.L. Jaffe – Phys. Rev. D **9**, 1444 (1974); *там же* 10, 1669 (1974).
- [60] SLAC E80, M.J. Alguard et al. – Phys. Rev. Lett. **37**, 1261 (1976); *там же* **41**, 70 (1978).
- [61] SLAC E130, G. Baum et al. –Phys. Rev. Lett. **51**, 1135 (1983).
- [62] EMC, J. Ashman et al. –Phys. Lett. B **206**, 364 (1988); Nucl. Phys. B **328**, 1 (1989).
- [63] SLAC E142, D.L. Anthony et al. –Phys. Rev. Lett. **71**, 959 (1993).
- [64] SLAC E143, K. Abe et al. –Phys. Rev. Lett. **74**, 346 (1995).
- [65] SLAC E143, K. Abe et al. –Phys. Rev. Lett. **75**, 25 (1995).

- [66] A. Simon – “Results from the HERMES Experiment on Inclusive Polarized Deep–Inelastic Scattering”, Proceedings of SPIN96, Amsterdam; E.E.W. Bruins, “Semi-inclusive spin asymmetries in polarized deep inelastic electron scattering”, Proceedings of SPIN96, Amsterdam.
- [67] SMC, D. Adams et al. –Phys. Lett. B **329**, 399 (1994), *erratum* Phys. Lett. B **339**, 332 (1994).
- [68] SMC, D. Adams et al. –Phys. Lett. B **336**, 125 (1994).
- [69] SMC, D. Adams et al. –Phys. Rev. D **56**, 5330 (1997).
- [70] A.L. Kataev, Phys. Rev. **D50**, R5469 (1994).
- [71] R.L. Jaffe and A. Manohar – Nucl. Phys. B **337**, 509 (1990).
- [72] X. Ji – MIT Preprint MIT–CTP–2517, hep-ph/9603249 (1996).
- [73] S. Adler and W. Bardeen, – Phys. Rev. **182**, 1517 (1969).
- [74] R.D. Ball, S. Forte, and G. Ridolfi – Nucl. Phys. **B444**, 287 (1995).
- [75] G. Altarelli and G.G. Ross – Phys. Lett. B **212**, 391 (1988).
- [76] A.V. Efremov and O.V. Teryaev, – J.I.N.R. Preprint E2–88–287, Dubna (1988).
- [77] R.D. Carlitz, J.C. Collins, and A.H. Mueller – Phys. Lett. B **214**, 229 (1988).
- [78] F.M. Steffens and A. Thomas – Phys. Rev. D **53**, 1191 (1996).
- [79] D. Stamenov – Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003.
- [80] R. Kowalik – *Gluon polarisation from SMC experiment*, Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003.
- [81] D.L. Adams et al. –Phys. Lett. B **261**, 197 (1991).
- [82] A.Bazilevsky – Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003.
- [83] Xiangdong Ji – Phys. Rev. D **55**, 7114 (1997).
- [84] R.D. Klem et al. – Phys. Rev. Lett. **36**:929, 1976.
- [85] W.H. Dragoset et al. – Phys. Rev. **D18**:3939,1978
- [86] D.L. Adams et al. – FERMILAB-PUB-91-13-E, ANL-HEP-PR-91-10, IFVE-91-49, Jan 1991. 14pp. Z.Phys.C56:181-184,1992
- [87] D.L. Adams et al. –Phys. Lett. **B264**, 462 (1991);

- [88] D.L. Adams et al. – Nucl.Phys. B510:3-11,1998
- [89] A. Bravar et al. – Phys.Rev.D55(1997),1159-1187
- [90] C.E. Allgower et al. – Phys. Rev. D65:092008,2002
- [91] L.C. Bland – SPIN PHYSICS AT RHIC, proceedings of 15th International Spin Physics Symposium (SPIN 2002), Long Island, New York, 9-14 Sep 2002.e-Print Archive: hep-ex/0212013
- [92] G. Bunce – *The RHIC SPIN Program* Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003.
- [93] S. Heppelmann et al. – SINGLE SPIN ASYMMETRY IN LARGE P(T) INCLUSIVE PI+ AND PI- PRODUCTION FROM P (POLARIZED) P INTERACTIONS, Prepared for 8th International Symposium on High-energy Spin Physics, Minneapolis, MN, 12-17 Sep 1988. In *Minneapolis 1988, Proceedings, High-energy spin physics, vol. 1* 157-159.
- [94] V.V. Abramov et al. – Preprint IHEP-96-82, Protvino, 1996, Nucl.Phys.B492:3-17,1997; hep-ex/0110011.
- [95] J. Antille et al. – Phys.Lett.,B94(1980),523.
- [96] D.L. Adams et al – Preprint IHEP 94-88, Phys. Rev. D **53**: 4747-4755, 1996.
- [97] G.L. Kane et al. –Phys. Rev. Lett. **41**, 1989 (1977).
- [98] С.М. Трошин и Н.Е. Тюрин – “Спин в физике высоких энергий”, изд. “Наука”, Москва, 1991.
- [99] 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
- [100] E. Leader and E. Predazzi – *An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [101] D. Sivers, Phys.Rev. D41(1990), 83.
- [102] D. Sivers, Phys.Rev. D43(1991), 261.
- [103] T.T. Chou and C.N. Yang, Nucl.Phys. B107(1976),1
- [104] J.C. Collins – Nucl.Phys. B396(1993), 161
- [105] A.V. Efremov and O.V. Teryaev – Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 140 (1982) [Yad. Fiz. **36**, 242, (1982); Phys. Lett. **150B**, 383 (1985); Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 557 (1982); **39**, 962 (1984)[Yad. Fiz. **36**, 950 (1982); **39**, 1517, (1984)].
- [106] A.V. Efremov, V. Korotkiyan and O. Teryaev – Phys. Lett. **B348**, 577 (1995).

- [107] J.W. Qiu and G. Sterman – Phys. Rev. Lett. **67**, 2264 (1991); Nucl. Phys. **B378**, 52 (1992).
- [108] A. Schäfer, L. Mankiewicz, P. Gornicki and S. Güllenstern – Phys. Rev. **D47**, 1 (1993); B. Ehrnsperger, A. Schäfer, W. Greiner and L. Mankiewicz – Phys. Lett. **B321**, 121 (1994).
- [109] J. Qiu and G. Sterman – ITP-SB-98-28, BNL-HET-98-17, Jun 1998. Phys.Rev.D59:014004,1999
- [110] Y. Kanazawa and Y. Koike, *Phys. Lett.* **B490** (2000) 99; hep-ph/0007272. hep-ph/9806356
- [111] 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; hep-ph0312149.
- [112] Meng Ta-Chung – in Proc. of the 4th Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1991, pp.112,121
- [113] Zuo-tang Liang and C. Boros – Int.J.Mod.Phys.A15:927-982,2000 hep-ph/0001330
- [114] S.M. Troshin and N.E. Tyurin – Phys. Rev. **D52**:3862(1995),
- [115] S.M. Troshin and N.E. Tyurin – Phys. Rev. **D54**:838,1996
- [116] S.M. Troshin and N.E. Tyurin – Phys. Lett. B **355** (1995), 543.
- [117] M.G. Ryskin – Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 708 (1988)
- [118] В. Абрамов – Препринт ИФВЭ 98-84, hep-ph/0110152, Eur. Phys. J. C14:427(2000); V. Abramov – preprint IHEP-2001-13, e-Print Archive: hep-ph/0111128
- [119] G. Musulmanbekov and M. Tokarev – in Proc. of the VI Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1995, pp.132
- [120] A. Ahmedov et al – J.Phys.G29:521-530,2003; e-Print Archive: hep-ph/0207099
- [121] M. Anselmino, M. Boglione and F. Murgia – Phys. Rev. **D60** (1999) 054027
- [122] M. Anselmino, M. Boglione, F. Murgia – Talk given at 5th Workshop on QCD (QCD 2000), Villefranche-sur-Mer, France, 3-7 Jan 2000. Published in *Villefranche-sur-Mer 2000, Quantum chromodynamics* 335-345 hep-ph/0005081
- [123] M. Anselmino, M. Boglione and F. Murgia – Phys. Lett. **B362** (1995) 164
- [124] M. Anselmino and F. Murgia – Phys. Lett. **B442** (1998) 470
- [125] M. Boglione and E.Leader, Phys.Rev. D61(2000),114001

- [126] X. Artru, J. Czyzewski and H Yabuki, Z.Phys. C73(1997),527
- [127] M. Anselmino and F.Murgia – Phys.Lett.B442(1998),470-478 ;hep-ph/9808426
- [128] D. Boer – Phys. Rev. **D60** (1999) 014012
- [129] Liang Zuo-tang and Meng Ta-chung – Phys. Rev. D **49**, 3759 (1994).
- [130] C. Boros, Liang Zuo-tang and Meng Ta-chung – Phys. Rev. D **51**,4698 (1995).
- [131] HERMES Collaboration, A. Airapetian et al. – Phys. Rev. Lett. **84**, 4047 (2000); Phys. Rev. D **64**, 097101(2001).
- [132] A. Bravar, for the SMC Collaboration – Nucl. Phys. B **79**(Proc. Suppl.) , 520 (1999).
- [133] S. J. Brodsky, D. S. Hwang and I. Schmidt, Phys. Lett. B **530**, 99 (2002); hep-ph/0201296.
- [134] S.J. Brodsky, Dae Sung Hwang, Ivan Schmidt – Nucl. Phys. B **642**,344 (2002); hep-ph/0206259.
- [135] A.M. Frolov et al. – NIM, 216(1083), 93-97
- [136] Асеев А.А. и др. – Препринт ИФВЭ 89-57, Протвино, 1989.
- [137] Tsyganov E.N. – Fermilab, ТМ-682, ТМ-684, Batavia, 1976.
- [138] Авдейчиков В.В. и др. – Краткое сообщение ОИЯИ, 1, Дубна, 1989.
- [139] Асеев А.А. и др. – Препринт ИФВЭ 91-46, Протвино, 1991.
- [140] А.П. Бугорский и др. – Препринт ИФВЭ 2000-11, Протвино, 2000, Опубликовано в Приб.Техн.Эксп. 2001(1), стр. 14-24
- [141] В.М. Бирюков и др. – Препринт ИФВЭ 2000-58, Протвино, 2000.
- [142] V.A. Batarin et al. – hep-ph/0110152 , accepted for publication at NIM
- [143] Н.С. Борисов и др. – Препринт ОИЯИ 1-80-98, Дубна, 1980
- [144] Н.С. Борисов и др. – Препринт ОИЯИ 1-85-292, Дубна, 1985, In *Protvino 1984, Proceedings, High Energy Spin Physics*, 121-127.
- [145] М.М. Бурхин и др. – ПТЭ, 1981 (1), с.30.
- [146] О.А. Грачев и др. – ПТЭ, 1993 (3), с.189.
- [147] Б.Ю. Балдин и др. – Препринт ИФВЭ 79-20, Серпухов, 1979.
- [148] G.A. Akopdjanov et al. – Nucl. Instr. Meth., 1977, v.140, p.441;

- [149] F. Binon et al. – Nucl. Instr. Meth., 1981, v.188, p.507.
- [150] И.А. Аввакумови др. – Препринт ИФВЭ 86-66, Серпухов, 1986.
- [151] А.В. Василевский и др. – Препринт ИФВЭ 84-2, Серпухов, 1984.
- [152] А.Н. Васильев и др. – Препринт ИФВЭ 97-60, Протвино, 1997
- [153] CERNLIB : short writeups – CERN. Geneva. Application Software Group .- Geneva: CERN, 1996. (CERN Program Library)
- [154] Д.Л. Адамс и др. – Препринт ИФВЭ 91-99, Протвино
- [155] Ю.Б. Бушнин и др. – Препринт ИФВЭ 72-49, Серпухов, 1972;
- [156] О.И. Алферова и др., ПТЭ 1975 (4), с.56
- [157] С.А. Зимин и др. – Препринт ИФВЭ 93-50, Протвино, 1993
- [158] Н.И.Беликов и др., Препринт ИФВЭ 87-58, Серпухов, 1987
- [159] PAW : Physics Analysis Workstation – CERN Document Server
- [160] V.D. Apokin et al. – Published in Proceed. 7th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Protvino, USSR, 1986, v.1, p.52.
- [161] Ю.В. Бушнин и др. – Препринт ИФВЭ 79-37, Серпухов 1979
- [162] А.Н. Васильев и др. – Препринт ИФВЭ 82-29, Серпухов 1982
- [163] А.Н. Васильев и др. – Препринт ИФВЭ 82-30, Серпухов 1982
- [164] Р.М. Суляев – Препринт ИФВЭ 88-100, Представлено на: Int. Seminar on Problems of High Energy Physics, Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, Dubna, USSR, June 14-19, 1988. In *Dubna 1988, Relativistic nuclear physics and quantum chromodynamics,
- [165] С.М. Трошин, Н.Е. Тюрин – Препринт ИФВЭ 88-201, Серпухов, 1988
- [166] Н.И. Беликов и др. – Препринт ИФВЭ 97-17, Протвино 1997
- [167] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, Computing and Networks Division, CERN
- [168] А.П.Мещанин – Внутренний отчет по экспер. PRIMEX, Jefferson Lab., 2001.
- [169] Оптическое стекло. Каталог СССР-ГДР,Машприбор, 1977.
- [170] А.Н.Зайдель и Е.Я.Шрейдер, Вакуумная спектроскопия и ее применение. М., изд-во “Наука”, 1976.
- [171] Препринт ИФВЭ 86-34, Серпухов, 1986.

- [172] Ю.Д. Прокошкин – Препринт ИФВЭ-98-13, Протвино, 1998.
- [173] сотрудничество E704 – частное сообщение
- [174] M. Anselmino – private communication
- [175] С.М. Трошин – частное сообщение
- [176] В. Абрамов – частное сообщение
- [177] В.Д. Апокин и др. – ЯФ 49:156(1989)
- [178] M. Anselmino et al– Talk given at 3rd Circum-Pan-Pacific Symposium on High Energy Spin Physics (SPIN 2001), Beijing, China, 8-13 Oct 2001. e-Print Archive: hep-ph/0201076
- [179] В.А. Медведев – Авторское свидетельство N 1799220.
- [180] В.А. Медведев – Заявка на изобретение N 96101891/20 от 31.01.96.
- [181] Васильев А.Н., Давиденко А.М., Семенов П.А. — Препринт ИФВЭ 99-8, Протвино, 1999.
- [182] А.А. Леднев, Препринт ИФВЭ 93-153, Протвино, 1993
- [183] F. James and M. Roos MINUIT: a system for function minimization and analysis of the parameter errors and corrections, CERN-DD-75-20, Published in: Comput. Phys. Commun. 10 (1975) 343-367
- [184] В. Абрамов и др., Препринт ИФВЭ 84-88
- [185] D.L. Adams et al – FERMILAB-PUB-91-014-E, ANL-HEP-PR-91-09, IFVE-91-50, Phys.Lett.B276:531-535,1992
- [186] D. Adams et al. (By Spin Muon Collaboration) — CERN-PPE-97-022; CERN-PPE-97-22; DAPNIA-SPHN-97-27; Phys. Rev. D **56** (1997), 5330; hep-ex/9702005.
- [187] M. Gell-Mann – Phys. Lett. bf 8, 214, 1965; G. Zweig, CERN Report TH401, 1964, (unpublished).
- [188] G. Morpurgo – Physics (N.Y.) **2**, 95 (1965); reproduced in J.J.J. Kokkedee, The Quark Model (Benjamin, New York, 1969), p. 132.
- [189] G. Morpurgo – in Proceedings of the XIV International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968, edited by J. Prentki and J. Steinberger (CERN Scientific Information Service, Geneva, 1968), pp. 225.
- [190] G. Morpurgo – in The Rise of the Standard Model, edited by L. Hoddeson, L. Brown, M. Riordan, and M. Dresden (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1997), Chap. 31, p. 561; and the references cited there.
- [191] R. Petronzio, S. Simula and G. Ricco – Phys. Rev. D **67** (2003), 094004.

Список иллюстраций

1.1	Сравнение экспериментальных результатов по измерению Γ_1^P с правилом сумм Эллиса–Джаффе. Рисунок из [69].	12
1.2	Вклад кварков в спин протона как функция от аномального вклада глюонов при $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ в АВ схеме. Рисунок из [69].	12
1.3	Асимметрия в рождении π^+ -мезонов в зависимости: а) от x_F и б) от u ; в, г) то же самое для π^- -мезонов [85].	15
1.4	A_N от x_F для π^+ и π^- -мезонов, проинтегрированная в интервале $p_T = 0.7\text{-}2.0 \text{ GeV}/c$. Здесь же показана A_N для π^0 -мезонов [86, 87].	16
1.5	Зависимость односпиновой асимметрии A_N от x_T при трех энергиях — 40, 18.5 и 13.3 ГэВ: а) для π^+ -мезонов; б) для π^- -мезонов. Рисунок из работы [94].	18
1.6	Диаграмма инклюзивного рождения одиночного адрона.	20
1.7	Фит экспериментальных данных по односпиновой асимметрии A_N для процесса $p^\uparrow p \rightarrow \pi X$ [87], согласно выражению (1.11), при предположении, что вклад в асимметрию дает только механизм Сиверса; верхний, средний и нижний набор данных и соответствующие им кривые даны для асимметрии π^+ , π^0 и π^- -мезонов соответственно.	22
1.8	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 [96]; кривая показывает теоретическое предсказание для $x_F = 0$	23
1.9	Определение угла Коллинза для фрагментации кварка с импульсом \mathbf{p}_q и поперечной поляризацией \mathbf{P}_q в адрон с импульсом $\mathbf{p}_h = z\mathbf{p}_q + \mathbf{p}_T$: $\mathbf{P}_q \cdot (\hat{\mathbf{p}}_q \times \hat{\mathbf{p}}_T) = P_q \sin(\varphi_{P_q} - \varphi_h) \equiv P_q \sin \Phi_C$	24
1.10	Односпиновая асимметрия в зависимости от x_F для инклюзивного рождения π^+ и π^- -мезонов на поляризованном протонном пучке (слева). Данные взяты из [86]. Односпиновая асимметрия в зависимости от x_F для инклюзивного рождения π^0 -мезонов на пучках поляризованных протонов и антипротонов. Данные взяты из [87]. Теоретическая кривая оценена при $p_T = 1.5 \text{ GeV}/c$	26
1.11	Односпиновые асимметрии для инклюзивного образования π^+ и π^- -мезонов на пучке протонов в зависимости от поперечного момента l_T . Теоретические кривые рассчитаны при $x_F = 0.4$ и $\sqrt{S} = 20 \text{ GeV}$	26

1.12	Право-левая асимметрия A_N в зависимости от x_F в Берлинской модели. Предсказания для лептонных пар сплошная и штрих-пунктирная линии приведены для $Q = 4$ и 9 GeV соответственно. Рисунок взят из работы [130].	28
1.13	Асимметрия A_N в образовании π^+ (положительные величины) и π^- -мезонов (отрицательные значения) в p_\uparrow взаимодействии при 200 ГэВ/с. Расчеты выполнены для линейной x зависимости поляризации конститuentных кварков Сплошные линии соответствуют $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle \simeq 0.4$ и пунктирные линии $\langle L_{\{\bar{q}q\}} \rangle \simeq 0.33$. [115]	28
1.14	Пример взаимодействия в конечном состоянии, которое может вызвать односпиновую асимметрию в реакции $\bar{p}p^\uparrow \rightarrow \pi X$ [134].	30
2.1	Принципиальная схема 14-го канала, где располагаются экспериментальные установки ПРОЗА-М и РАМПЭКС (детали в тексте).	32
2.2	Координаты фокусов пучка по x (слева) и y за цикл ускорителя (верхний ряд) и за одну генерацию (примерно 40 минут).	37
2.3	Профили пучка отрицательных частиц с импульсом 40 ГэВ/с в области мишени по x (слева) и y	37
2.4	Спектр зарегистрированных электромагнитным калориметром частиц при импульсе пучка электронов с энергией 10 ГэВ (наихудшая ситуация с точки зрения чистоты пучка).	38
2.5	Профили протонного пучка в области мишени по x (а) и y (б).	39
2.6	Зависимость среднего значения и ширины горизонтальной (слева) и вертикальной (справа) координат выведенного протонного пучка на мишени установки ПРОЗА-М от номера Run-а (каждая точка соответствует примерно интервалу времени 30 минут) в сеансе 1996 г. Центр мишени расположен при $X_{target} = 0$ мм и $Y_{target} = 0$ мм. Размер ошибок соответствует ширине (3σ) пучка.	39
2.7	Общая схема протонной поляризованной “замороженной” мишени.	40
2.8	Электромагнитный калориметр установки	42
2.9	Структурная схема блока автоматики управления движением.	43
2.10	Конструкция счетчика: 1 — световодное волокно; 2 — алюминиевая плита; 3 — алюминизированный майлар; 4 — силгардовый световод; 5 — магнитный экран; 6 — пластиковая трубка; 7 — прижимные винты; 8 — высоковольтный делитель; 9 — высоковольтный разъем; 10 — сигнальный разъем.	44
2.11	Суммарный энергетический спектр по 144 счетчикам электромагнитного калориметра (слева) и для области калориметра вдали от границ (справа).	47
2.12	а) Энергетические спектры электронов, регистрируемых в области 3×3 счетчика (сплошная линия) и 5×5 счетчиков (пунктирная линия). б) Распределение части энергии, вытекающей за пределы области 3×3 счетчика.	49
2.13	Блок-схема триггера на поперечный импульс p_T по информации, полученной с калориметров.	50

2.14	Пример панели для обработки данных “в линию” для эксперимента “РАМПЭКС-ПРОЗА”	55
3.1	Схема экспериментальной установки ПРОЗА-2. $S1 - S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $A02$ – счетчик антисовпадений для подавления гало от пучка; $H1 - H2$ – годоскопы; <i>target</i> – поляризованная мишень; ЕМС1, ЕМС2 – электромагнитные калориметры, расположенные под углом 12.3°	58
3.2	Эффективные спектры масс пары γ -квантов в области масс π^0 - и η -мезона.	59
3.3	Распределения по асимметрии энергии $\cos(\theta^*) = (E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$ двух γ -квантов.	59
3.4	Распределение мониторных счетов.	60
3.5	Зависимость фактора разбавления D водородной (пустые кружки) и дейтериевой (заполненные квадраты) мишеней в зависимости от поперечного импульса p_T при измерениях под углом 90° в системе центра масс. Измерения проведены при одних значениях p_T , но сдвинуты относительно друг друга для лучшего восприятия.	62
3.6	Зависимость асимметрии A_N в реакции $\pi^- + d_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ от поперечного импульса p_T при энергии 40 ГэВ и $x_F \approx 0$	64
3.7	Зависимость асимметрии A_N в реакции $\pi^- p_\uparrow(d_\uparrow) \rightarrow \eta + X$ от поперечного импульса p_T при энергии 40 ГэВ	64
3.8	Асимметрия пар γ -квантов в диапазоне масс $220 < m_{2\gamma} < 460$ в зависимости от поперечного импульса p_T (слева) и в зависимости от их массы при $1.8 < p_T < 3.2$ ГэВ/с в области масс π^0 и η -мезонов и между ними (справа).	64
3.9	Асимметрия A_N в реакции $\pi^- + d_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в зависимости от поперечного импульса p_T для детектора ЕМС1 в сеансе 1986 года (пустые окружности) в сеансе 1988 года (закрашенные круги) и ЕМС2 (квадраты).	65
3.10	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 (слева). Измерения проведены при одних значениях p_T , точки сдвинуты для лучшего восприятия. Суммарная асимметрия в реакции $\pi^- + N_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ (справа). Сплошная линия – предсказания кварковой модели для U-матрицы[165], пунктирная – для модели с хромагнитным моментом кварка [117].	66
4.1	Области поиска односпиновой асимметрии, x_F в системе покоя неполяризованной частицы	69
4.2	Схема экспериментальной установки ПРОЗА-2. $S1 - S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $H1 - H2$ – годоскопы; <i>target</i> – поляризованная мишень; ЕМС-720 – электромагнитный калориметр, расположенный под углом 40° (в двух сеансах 2000 года) или 30° (в 1999 году) к оси пучка.	69

4.3	Спектр триггерных сигналов для сеанса 1999 года.	70
4.4	Энергетический спектр (слева) и распределение по множественности восстановленных γ -квантов в калориметре ЕМС-720.	71
4.5	Оптические характеристики свинцового стекла в зависимости от длины волны фотонов: а) длина поглощения; б) коэффициент преломления.	71
4.6	Оптические характеристики фотоумножителя ФЭУ-84/3 в зависимости от длины волны фотонов: а) спектральная чувствительность фотокатода; б) коэффициент преломления. в) Коэффициент отражения света от алюминизированного майлара в зависимости от длины волны фотона.	72
4.7	Спектры фотонов черенковского света в свинцовом стекле, инициированного γ -квантом с энергией 1 ГэВ, усредненные по 100 событиям: а) испущенные фотоны; б) попавшие на фотокатод ФЭУ; в) зарегистрированные фотоны.	73
4.8	Доля зарегистрированной калориметром энергии (слева) и эффективность восстановления электромагнитного ливня в детекторе (справа) от истинной энергии γ -кванта при моделировании.	74
4.9	Разрешение по энергии $\sigma(E)/E$ γ -квантов (в %) из моделирования; сплошная кривая - результат аппроксимации зависимостью (4.1).	74
4.10	Массовый спектр для ЕМС720.	74
4.11	p_T (слева) и x_F распределения пар гамма-квантов для ЕМС-720 в области масс π^0 -мезона в осеннем сеансе 2000 г. Распределения приведены без учета эффективности реконструкции π^0 мезона.	75
4.12	Двумерное распределение π^0 -мезонов в зависимости от p_T и x_F , полученное при моделировании (слева) и для реальных пар γ -квантов в области масс π^0 -мезона (справа).	75
4.13	Асимметрия пар γ -квантов в зависимости от их массы в эксперименте ПРОЗА-М в области масс π^0 и η -мезонов и между ними (слева) [2]; асимметрия A_N в эксперименте Е704 (справа) для пар в области масс π^0 -мезона (закрашенные звезды) и вне масс π^0 -мезона (пустые окружности)[173].	76
4.14	Сырая асимметрия A^{raw} в зависимости от массы пары γ -квантов(сверху) и результат после вычитания асимметрии фона для сеанса весна 2000 г.	77
4.15	Сырая асимметрия A^{raw} в зависимости от массы пары γ -квантов(сверху) и результат после вычитания асимметрии фона для осеннего сеанса 2000 г.	77
4.16	Зависимость ложной асимметрии от x_F для сеанса весна 2000 г.	78
4.17	A_N^{raw} для трех разных сеансов – весна-1999 (слева), весна-2000 (в центре) и осень-2000	79
4.18	Асимметрия A_N π^0 -мезонов в области фрагментации мишени в зависимости от x_F	79
4.19	Сырая асимметрия A_N^{raw} π^0 -мезонов в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации мишени в зависимости от p_R	81

4.20	Предсказания для моделей Коллинза(слева) и модели U-матрицы (в центре), две кривые приведены для разных значений значений $\langle L_{\{q\bar{q}\}} \rangle$ – (среднее значение углового момента внутри конститuentного кварка); точки на обоих рисунках – представляемые данные; на правом рисунке вычисления в рамках модели Абрамова; две кривые приведены для разных значений переменной x_{A-} ; данные взяты: \bullet из [177]; \blacktriangle из[2]; \blacksquare - представляемые данные. Знак асимметрии и x_F данных изменен на противоположный, чтобы соответствовать данным в области фрагментации поляризованного пучка.	82
5.1	Схема экспериментальной установки ПРОЗА-М. $S1 - S3$ – сцинтилляционные счетчики полного потока; $H1 - H2$ – годоскопы; ЕМС1 и ЕМС2 – электромагнитные калориметры; <i>target</i> – поляризованная мишень.	84
5.2	Энергетический спектр восстановленных γ -квантов (а) и множественность γ -квантов (b) в калориметре ЕМС1.	85
5.3	Массовые спектры для ЕМС1 ($a - c$) и ЕМС2 ($d - f$) для разных интервалов поперечных импульсов p_T	90
5.4	x_F (слева) и p_T (справа) распределения пар гамма-квантов для ЕМС1 (верхний ряд) и ЕМС2(нижний ряд) в области масс π^0 -мезона. Распределение по поперечному импульсу приведено без учета эффективности реконструкции π^0 мезона	91
5.5	Двумерное распределение π^0 -мезонов по p_T и x_F (а) и зависимость относительного сечения от p_T (b), <i>Beam</i> – число пучковых частиц, прошедших через мишень. Разрешение по p_T составляет 0.08 ГэВ/с.	92
5.6	Зависимость “сырой” ложной асимметрии от p_T	93
5.7	A_N^{raw} для двух детекторов.	94
5.8	Зависимость суммарной (для обоих детекторов) асимметрии A_N от поперечного импульса.	95
5.9	Асимметрия при 24 ГэВ (ЦЕРН, слева) и 200 ГэВ (E704, ФНАЛ) в центральной области в $p_{\uparrow}p$ взаимодействии. Экспериментальные данные для E704 при $ x_F \leq 0.15$, взяты из [86]; кривая показывает теоретическое предсказание для $x_F = 0$	96
6.1	Зависимость A_N от энергии π^0 -мезона в системе центра масс в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в в центральной области (слева) и в области фрагментации мишени (справа) при импульсе пучка 40 ГэВ/с. Для реакции в центральной области $p_T \approx E(cms)$	98
6.2	Зависимость A_N от x_F и полной энергии в системе центра масс в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$ в области фрагментации поляризованного пучка в экспериментах E925 при 22 ГэВ(слева) и E704 при 200 ГэВ	99
6.3	Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$ при импульсе пучка 13.3 (слева) и 18.8 ГэВ/с и $x_F \approx 0.2$ [93].	100
6.4	Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $pp_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при 24 GeV (ЦЕРН, слева) и в области фрагментации поляризованной частицы при 70 ГэВ(Протвино, справа).	101

6.5	Зависимость асимметрии A_N π^0 -мезонов от E_{cms} в $p_{\uparrow}p$ (слева) и $\bar{p}_{\uparrow}p$ (справа) взаимодействии в области фрагментации пучка при 200 ГэВ (ФНАЛ).	102
6.6	Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $p_{\uparrow}+p \rightarrow \pi^{-}+X$ в области фрагментации мишени при импульсе пучка 22 ГэВ/с (слева) и 200 ГэВ/с(справа).103	103
6.7	Зависимость A_N π^{+} -мезонов (слева) и π^{-} -мезонов (справа) от E_{cms} в \bar{p}_{\uparrow} взаимодействии при энергии 200 ГэВ [89].	103
6.8	Точки начала появления асимметрии для разных экспериментов. <i>cent</i> -эксперименты в центральной области (при $x_f \approx 0$), <i>targ</i> -в области фрагментации мишени, <i>beam</i> -в области фрагментации пучка.	104

Список таблиц

1.1	Правила сумм Эллиса–Джаффе и Бъеркена и сравнение их с экспериментальными данными [69]	13
2.1	Доля электронов в пучке при разных энергиях [142]	38
2.2	Значения калибровочных коэффициентов c_i для ЕМС1 и ЕМС2 (см. Рис. 5.1)	48
2.3	Формат данных с блока фиксированной длины.	53
2.4	Формат данных с АЦП	54
3.1	Количество вещества и относительные сечения при весе мишени ≈ 40 г с учетом вещества стенок мишени.	61
3.2	Зависимость фактора разбавления от поперечного импульса	61
3.3	Асимметрия A_N в реакции $\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 40 ГэВ и $x_F \approx 0$	63
3.4	Асимметрия A_N в реакции $\pi^- p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \eta + X$ при энергии 40 ГэВ и $x_F \approx 0$	63
3.5	Асимметрия A_N^{raw} в реакции $\pi^- + N_{\uparrow} \rightarrow 2\gamma + X$ в диапазоне масс $220 < m_{2\gamma} < 460$ при энергии 40 ГэВ при $x_F \approx 0$	63
3.6	Асимметрия A_N в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при энергии 40 ГэВ при $x_F \approx 0$	63
4.1	Асимметрия в зависимости от x_F в реакции $\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при импульсе пучка 40 ГэВ/с.	80
4.2	Результаты измерений A_N в области фрагментации поляризованных протонов в разных экспериментах при $1 < p_T < 2$ ГэВ/с.	80
5.1	Сравнительные данные при запуске триггера из другого блока	87
5.2	Эффективность алгоритма разделения перекрывающихся ливней при энергии $E_{2\gamma} = 15$ ГэВ в зависимости от расстояния между γ -квантами.	89
5.3	Зависимость фактора разбавления от поперечного импульса.	92
5.4	Асимметрия в зависимости от поперечного импульса.	94
6.1	Сводная таблица. Точка начала роста асимметрии E_{cms}^0 для разных экспериментов. $E_{cms}^{max} = \sqrt{s}/2$	105
A.1	Асимметрия π^+ -мезонов в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^{\pm} + X$ при 13.3 и 18.5 ГэВ[93]. Измерения проводились при $\langle x_F \rangle = 0.2$	133

A.2	Зависимость асимметрии π^\pm -мезонов от x_F в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ в эксперименте E925 при энергии 21.92 ГэВ [90]	134
A.3	Зависимость асимметрии π^\pm -мезонов от x_F в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ в эксперименте E704 при $p_T > 0.5$ ГэВ/с и энергии 200 ГэВ [87]	134
A.4	Зависимость асимметрии π^\pm -мезонов от x_F в реакции $\bar{p}_\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ в эксперименте E704 при $p_T > 0.5$ ГэВ/с и энергии 200 ГэВ [89]	134
A.5	Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации мишени при импульсе пучка 40 ГэВ/с [10].	134
A.6	Зависимость A_N от p_T в реакции $\pi^- + p_\uparrow(d_\uparrow) \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при импульсе пучка 40 ГэВ/с [2].	135
A.7	Зависимость A_N от p_T в реакции $p + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ при $0. < x_F < 0.1$ и импульсе пучка 24 ГэВ/с [95].	135
A.8	Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $p + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации мишени при импульсе пучка 70 ГэВ/с [7].	135
A.9	Зависимость A_N от p_T в реакции $p_\uparrow(\bar{p}_\uparrow) + p \rightarrow \pi^0 + X$ при $0.5 < p_T < 2.0$ ГэВ/с и энергии пучка 200 ГэВ/с [185].	135

Приложение А

Результаты экспериментов по измерению односпиновой асимметрии.

Таблица А.1: Асимметрия π^+ -мезонов в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^{\pm} + X$ при 13.3 и 18.5 ГэВ[93]. Измерения проводились при $\langle x_F \rangle = 0.2$.

$\langle p_T \rangle$, ГэВ/с	A_N ,% при 13.3 ГэВ	A_N ,% при 18.5 ГэВ
0.70	—	-12 ± 11
0.85	—	-6 ± 5
1.00	1.0 ± 2.0	-2 ± 3
1.15	1.2 ± 1.5	3 ± 2
1.30	6 ± 1.5	2.5 ± 2
1.45	10 ± 2.0	4 ± 2.5
1.60	20 ± 2.0	12 ± 3.5
1.75	21.5 ± 2.0	13.5 ± 4
1.90	25 ± 4.0	22 ± 7
2.05	21 ± 8.0	40 ± 15
2.20	—	18 ± 23

Таблица А.2: Зависимость асимметрии π^\pm -мезонов от x_F в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ в эксперименте E925 при энергии 21.92 ГэВ [90]

x_F	$\langle p_T \rangle, \text{ГэВ/с}$	$A_N, \%$ в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$	$A_N, \%$ в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^- + X$
0.45-0.50	~ 0.5	3.3 ± 2.5	0.7 ± 2.0
0.50-0.55	~ 0.6	7.0 ± 1.6	-0.5 ± 1.4
0.55-0.60	~ 0.7	15.4 ± 1.1	0.0 ± 1.5
0.60-0.65	~ 0.7	23.6 ± 2.0	-12.9 ± 2.1
0.65-0.70	~ 0.8	30.3 ± 2.7	-25.0 ± 3.3
0.70-0.75	~ 0.9	42.1 ± 4.3	-29.6 ± 6.1
0.75-0.80	~ 1.0	38.7 ± 6.6	-51.2 ± 11.2

Таблица А.3: Зависимость асимметрии π^\pm -мезонов от x_F в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ в эксперименте E704 при $p_T > 0.5$ ГэВ/с и энергии 200 ГэВ [87]

$\langle x_F \rangle$	$A_N, \%$ в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$	$A_N, \%$ в реакции $p_\uparrow + p \rightarrow \pi^- + X$
0.273	6.2 ± 1.1	0.2 ± 3.8
0.357	11.8 ± 1.8	-4.5 ± 1.4
0.448	20.8 ± 1.6	-11.0 ± 1.2
0.544	21.6 ± 2.0	-17.4 ± 1.6
0.642	28.0 ± 3.1	-24.4 ± 2.5
0.739	34.8 ± 5.5	-33.8 ± 4.6
0.838	41.8 ± 11.3	-38.4 ± 9.4

Таблица А.4: Зависимость асимметрии π^\pm -мезонов от x_F в реакции $\bar{p}_\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ в эксперименте E704 при $p_T > 0.5$ ГэВ/с и энергии 200 ГэВ [89]

x_F	$A_N, \%$ в реакции $\bar{p}_\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$	$A_N, \%$ в реакции $\bar{p}_\uparrow + p \rightarrow \pi^- + X$
0.27	4.3 ± 5.7	0.7 ± 6.4
0.35	11.4 ± 3.6	-3.6 ± 4.3
0.45	9.3 ± 3.6	-11.4 ± 3.8
0.55	13.2 ± 4.9	$-21. \pm 5.$
0.67	17.1 ± 5.0	$-32. \pm 7.$

Таблица А.5: Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $\pi^- + p_\uparrow \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации мишени при импульсе пучка 40 ГэВ/с [10].

$\langle E_{cms} \rangle, \text{ГэВ}$	0.99	1.39	1.79	2.18	2.6	3.3
$A_N, \%$	3.8 ± 1.8	$0. \pm 2.1$	$0. \pm 2.4$	-4.7 ± 4.6	-18.4 ± 6.2	-14.0 ± 10.0

Таблица А.6: Зависимость A_N от p_T в реакции $\pi^- + p_{\uparrow}(d_{\uparrow}) \rightarrow \pi^0 + X$ в центральной области при импульсе пучка 40 ГэВ/с [2].

$p_T, \text{ГэВ/с}$	$\pi^- + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	$\pi^- + d_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$	$\pi^- + N_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$
1.2 - 1.4	10 ± 6		
1.4 - 1.6	-4 ± 10		
1.6 - 1.8	-8 ± 7	3 ± 4	0.3 ± 3.5
1.8 - 2.0	-14 ± 5	-14 ± 6	-14 ± 4
2.0 - 2.2	-7 ± 7	-13 ± 9	-9 ± 5
2.2 - 2.4	-35 ± 12	-24 ± 15	-30 ± 9
2.4 - 2.6	-56 ± 20	-47 ± 27	-53 ± 16
2.6 - 3.2	-35 ± 19	-100 ± 31	-53 ± 16

Таблица А.7: Зависимость A_N от p_T в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ при $0. < x_F < 0.1$ и импульсе пучка 24 ГэВ/с [95].

$p_T, \text{ГэВ}$	1.0-1.2	1.2-1.4	1.4-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0	2.0-2.5
$< x_T >$	0.33	0.39	0.45	0.51	0.57	0.67
$A_N, \%$	2.9 ± 2.3	-3.0 ± 2.8	-2.6 ± 4.0	$-14. \pm 10.$	$-56. \pm 32.$	-126 ± 71

Таблица А.8: Зависимость A_N от E_{cms} в реакции $p + p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 + X$ в области фрагментации мишени при импульсе пучка 70 ГэВ/с [7].

$< E_{cms} > (\text{ГэВ})$	$A_N^{raw}, \%$	$E_{cms} (\text{ГэВ})$	$A_N^{raw}, \%$
1.37	-0.53 ± 0.42	2.18	-1.6 ± 0.9
1.49	0.55 ± 0.38	2.35	-2.8 ± 1.1
1.66	0.40 ± 0.39	2.46	-3.3 ± 1.4
1.78	0.55 ± 0.38	2.64	-5.2 ± 1.8
1.89	0.44 ± 0.55	2.86	-3.3 ± 1.8
2.06	-0.36 ± 0.68		

Таблица А.9: Зависимость A_N от p_T в реакции $p_{\uparrow}(\bar{p}_{\uparrow}) + p \rightarrow \pi^0 + X$ при $0.5 < p_T < 2.0$ ГэВ/с и энергии пучка 200 ГэВ/с [185].

$< x_F >$	$< p_T >$	$A_N, \%$ в реакции $p_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$	$A_N, \%$ в реакции $\bar{p}_{\uparrow} + p \rightarrow \pi^0 + X$
0.03	0.7	-0.1 ± 1.2	1.6 ± 1.4
0.13	0.7	0.8 ± 0.8	0.4 ± 0.9
0.23	0.7	0.7 ± 1.0	2.9 ± 0.9
0.33	0.8	4.1 ± 1.0	3.1 ± 1.1
0.43	0.9	6.2 ± 1.1	5.0 ± 1.6
0.53	0.9	11.5 ± 1.6	6.8 ± 2.4
0.67	1.0	15.0 ± 2.7	7.2 ± 3.7