

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Государственный научный центр Российской Федерации -
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ»
Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»

УДК 539.1.07

На правах рукописи



Абрамов Виктор Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ
ПРОТОННОМ ПУЧКЕ ИФВЭ И ФЕНОМЕНОЛОГИЯ
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2013 г.

Оглавление

Введение		6
1	Постановка эксперимента ФОДС-2 на поляризованном протонном пучке при энергии 40 ГэВ	15
1.1	Поляризованный протонный пучок	16
1.2	Экспериментальная установка	18
1.3	Обработка данных	20
1.3.1	Реконструкция траектории частиц	20
1.3.2	Идентификация частиц	22
1.3.3	Вычисление анализирующей способности	24
2	A_N в $p^\uparrow p$-соударениях для $\theta = 160$ мрад	28
2.1	Спектрометр	31
2.2	Измерения	31
2.3	Обработка данных	32
2.4	Результаты	33
2.4.1	A_N для реакций $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$	34
2.4.2	A_N для реакций $p^\uparrow + p \rightarrow K^\pm(\bar{p}) + X$	36
2.4.3	A_N для реакций $p^\uparrow + p \rightarrow p + X$	37
2.5	Заключение	42
3	A_N в $p^\uparrow C(Cu)$-соударениях для $\theta = 90$ мрад	44
3.1	Экспериментальная установка	45
3.2	Измерения	45
3.3	Обработка данных	47
3.4	Реконструкция траектории частиц	47

3.5	Результаты	48
3.5.1	A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow \pi^\pm + X$	49
3.5.2	A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow K^\pm + X$	50
3.5.3	A_N для реакции $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow p + X$	51
3.5.4	A_N для реакции $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow \bar{p} + X$	52
3.6	Обсуждение результатов	52
3.7	Заключение	55
4	A_N в $p^\uparrow C(Cu)$-соударениях для $\theta = 160$ мрад	56
4.1	Измерения	57
4.2	Обработка данных	58
4.3	Вычисление анализирующей способности	58
4.4	Результаты	59
4.4.1	A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow \pi^\pm + X$	60
4.4.2	A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow K^\pm + X$	61
4.4.3	A_N для реакции $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow p + X$	62
4.4.4	A_N для реакции $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow \bar{p} + X$	64
4.5	Обсуждение результатов	64
4.6	Заключение	66
5	A_N в $p^\uparrow C(Cu)$-соударениях для $\theta = 230$ мрад	68
5.1	Постановка эксперимента	69
5.2	Вычисление анализирующей способности	70
5.3	Результаты	71
5.3.1	A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow \pi^\pm + X$	71
5.3.2	A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow K^\pm + X$	73
5.3.3	A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow p(\bar{p}) + X$	74
5.4	Обсуждение результатов	75
5.5	Заключение	77

6	Модели поляризационных явлений	78
6.1	Механизмы Сиверса и Коллинза	78
6.2	Берлинская модель вращающихся кварков	80
6.3	Модель инстантонной жидкости	82
6.4	Киральная модель фильтрации спиновых состояний	82
6.5	Поляризационные эффекты в теории возмущений КХД	84
6.6	Механизм многократного рассеяния кварков	86
6.7	Модель струнной фрагментации (ЛУНД-модель)	87
6.8	Поляризация барионов в механизме прецессии Томаса	88
6.9	Вращение партонов в структуре составляющего кварка	91
6.10	Модель хромомагнитной струны	93
6.11	Модель хромомагнитной поляризации кварков	97
	Заключение	103
	Литература	107
	Список иллюстраций	126
	Список таблиц	131
	Приложения	133
A	Таблицы A_N для реакций $p^\uparrow p \rightarrow h + X$ и $\theta = 160$ мрад	133
B	Таблицы A_N для реакций $p^\uparrow C(Cu) \rightarrow h + X$ и $\theta = 90$ мрад	135
C	Таблицы A_N для реакций $p^\uparrow C(Cu) \rightarrow h + X$ и $\theta = 160$ мрад	139
D	Таблицы A_N для реакций $p^\uparrow C(Cu) \rightarrow h + X$ и $\theta = 230$ мрад	143
E	Классы инклюзивных реакций	146
E.1	Реакции класса 1: $\mathbf{V} + \mathbf{V} \rightarrow \mathbf{V} + \mathbf{X}$	147
E.2	Реакции класса 2: $\mathbf{V}(\bar{\mathbf{V}}) + \mathbf{V} \rightarrow \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{X}$	147

E.3	Реакции класса 3: $\mathbf{B} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{M} + \mathbf{X}$	147
E.4	Реакции класса 4: $\mathbf{B} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{V}^\uparrow + \mathbf{X}$	148
E.5	Реакции класса 5: $\bar{\mathbf{B}} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{M} + \mathbf{X}$	148
E.6	Реакции класса 6: $\bar{\mathbf{B}} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{V}^\uparrow + \mathbf{X}$	149
E.7	Реакции класса 7: $\mathbf{M} + \mathbf{B}^\uparrow \rightarrow \mathbf{M} + \mathbf{X}$	149
E.8	Реакции класса 8: $\mathbf{M} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{B}^\uparrow + \mathbf{X}$	150
E.9	Реакции класса 9: $\mathbf{M} + \mathbf{B} \rightarrow \bar{\mathbf{B}}^\uparrow + \mathbf{X}$	150
E.10	Реакции класса 10: $\mathbf{L} + \mathbf{B}^\uparrow \rightarrow \mathbf{M} + \mathbf{X}$	151
E.11	Реакции класса 11: $\mathbf{L} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{B}(\bar{\mathbf{B}})^\uparrow + \mathbf{X}$	151

Введение

Объект исследования и актуальность темы.

Спин является одним из важнейших понятий, связанных с квантовой природой явлений микромира. Спин принимает целые либо полуцелые значения (J) в единицах постоянной Планка \hbar . Величина спина частиц J определяет тип статистики: для полуцелого спина используется статистика Ферми-Дирака, а для целого спина статистика Бозе-Эйнштейна [1]. В то же время спин является собственным механическим моментом частицы, а компоненты соответствующего псевдовектора подчиняются тем же коммутационным соотношениям, что и компоненты орбитального момента частицы, который принимает только целые значения. Замечательным свойством спина является также то, что его проекция на ось квантования принимает $2J + 1$ дискретное значение, что приводит к расщеплению энергетических уровней в магнитном \mathbf{B} , либо хромоманитном \mathbf{B}^a поле. Само открытие спина явилось результатом анализа сложной структуры спектров излучения в атомах, в которых наблюдается тонкая и сверхтонкая структура, связанная с взаимодействием дипольного магнитного момента орбитального электрона с эффективным магнитным полем атома [2]. Магнитный момент электрона параллелен его спину и определяется выражением

$$\mu = \frac{ge\hbar}{2m_e} \mathbf{J}, \quad (0.1)$$

где e - электрический заряд электрона, m_e - его масса, а g - так называемый гиромагнитный g -фактор Ланде, величина которого определяется из уравнения Дирака и близка к 2. Взаимодействие магнитного момента частицы с сильным неоднородным поперечным магнитным полем приводит к расщеплению параллельного пучка частиц на $2J + 1$ компоненты. Это явление легче наблюдать для нейтральных частиц, на которые не действует сила Лоренца

$\mathbf{F} = e[\mathbf{v}\mathbf{B}]$. Такой эксперимент впервые поставили Штерн и Герлах, использовавшие пучок атомов серебра. При этом было обнаружено его расщепление на две компоненты, что связано с наличием в атоме серебра одного валентного электрона, спин которого, как известно, равен $1/2$ [3, 4, 5]. Замечательное свойство приборов типа Штерна-Герлаха разделять физические состояния по проекции спина, полностью либо частично [6], используется в феноменологической модели, созданной диссертантом для анализа поляризационных данных [7].

В математический аппарат нерелятивистской квантовой механики спин и магнитный момент электрона были введены, чисто феноменологическим образом, В. Паули в 1927 г. В 1928 г. П. Дирак создал релятивистскую квантовую механику и вывел свое знаменитое уравнение Дирака, из которого следовало наличие у электрона спина $1/2$, а также правильное отношение магнитного момента к спину (механическому моменту), в два раза большее, чем для орбитального движения электрона [8, 9]. В настоящее время величина так называемого g -фактора в выражении для магнитного момента электрона вычислена с высокой точностью, а также измерена экспериментально и составляет $2,0023193043622(15)$ [10].

Во взаимодействиях адронов высоких энергий (несколько ГэВ и выше) также возможно проявление спин-зависимых сил. Учет спин-зависимых наблюдаемых в экспериментальных исследованиях взаимодействий элементарных частиц, в том числе адронов, может привести к выявлению совершенно новых закономерностей, которые не удастся обнаружить при усреднении по состояниям с различными направлениями спина.

Исследования, проведенные за последние 35 лет, показали наличие значительных спиновых эффектов в различных, в том числе инклюзивных процессах. За последние годы достигнут существенный прогресс в экспериментальном и теоретическом исследовании этих явлений [11]. Вместе с тем, наличие значительных спиновых эффектов пока не удалось объяснить в рамках стандартной теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД), предпо-

лагающей коллинеарную кинематику [12, 13]. В этой связи являются актуальными как дальнейшие экспериментальные исследования в этой области, так и глобальный анализ всей имеющейся информации. Глобальный анализ данных позволяет выявить общие закономерности поведения данных и преодолеть неопределенность выводов, связанную с ограниченной точностью данных отдельно взятого эксперимента. В данном случае объектом исследований являются многие десятки различных инклюзивных реакций, в которых известно спиновое состояние одной из частиц в начальном либо в конечном состоянии. Такие процессы мы будем в дальнейшем называть «односпиновыми».

К настоящему времени накоплен большой объем информации по двум большим группам инклюзивных процессов, в которых направление поляризации известно для одной из сталкивающихся частиц (измерение односпиновой асимметрии, A_N):

$$A^\uparrow + B \rightarrow C + X, \quad (0.2)$$

либо для одной из вторичных частиц (измерение поляризации гиперонов, P_N и выстроенности векторных мезонов, ρ_{00}):

$$A + B \rightarrow C^\uparrow + X. \quad (0.3)$$

Анализ имеющихся данных показал наличие многих общих свойств в поведении этих процессов, в их зависимости от кинематических переменных и квантовых чисел адронов, участвующих в реакции. Вместе с тем, анализ указывает, для каких реакций и при каких значениях кинематических переменных необходимо провести дополнительные экспериментальные исследования с целью выявления новых закономерностей либо подтверждения тех из них, которые были обнаружены ранее.

Для практической реализации идеи глобального анализа поляризационных данных требуется создать феноменологическую модель, адекватно описывающую все многообразие имеющихся данных, поскольку только их количественный анализ в рамках определенного механизма позволяет выявить общие закономерности. В свою очередь, добавление к базе данных каждой

новой реакции или данных в другой кинематической области позволяет уточнить саму модель и продвинуться в понимании лежащих в основе исследуемых явлений механизмов.

С 1994 года в ИФВЭ на поперечно поляризованном протонном пучке с энергией 40 ГэВ проводились работы (установка ФОДС-2) по исследованию спиновых эффектов в инклюзивных процессах образования π^\pm , K^\pm , протонов и антипротонов. Эти измерения показали наличие значительной односпиновой асимметрии в образовании адронов при значениях поперечного импульса $0,6 \leq p_T \leq 3,6$ ГэВ/с и фейнмановской переменной в интервале $-0,08 < x_F < 0,71$. Ранее, в области x_F вблизи нуля, при энергии 200 ГэВ, на ускорителе ФНАЛ (США) не наблюдалось существенной односпиновой асимметрии, в то время как для значений $x_F > 0,2$ измеренная асимметрия A_N оказалась значительной. Причина такого поведения данных, полученных при разных значениях энергии и других кинематических переменных, становится понятной при учете скейлинга и модели хромомангнитной поляризации кварков (МХПК) построенной на его основе.

Измерения односпиновых асимметрий в области энергий ускорителя ИФВЭ сразу для шести типов вторичных заряженных адронов на нескольких мишенях и при трех значениях угла регистрации адронов позволили получить более полную картину эволюции поляризационных эффектов с ростом энергии соударений.

Измерения спиновых эффектов на установке ФОДС-2, в различных кинематических областях и на разных мишенях, могут помочь в установлении универсальных закономерностей, связанных со структурой адронов и динамикой их взаимодействия.

Отметим, что на установке ФОДС исследовалась также динамика сильных взаимодействий в соударениях неполяризованных протонов с протонной и ядерными мишенями. Это позволило, в частности, экспериментально оценить длину формирования адронов с большими поперечными импульсами. Измерения с поляризованным протонным пучком стали закономерным эта-

пом дальнейших исследований в этой области физики высоких энергий.

В связи со сказанным выше, целью диссертационной работы является решение следующих задач:

Цель диссертационной работы

- Исследование спиновых эффектов в инклюзивном образовании адронов на поляризованном протонном пучке ИФВЭ при импульсе 40 ГэВ/с.
- Создание феноменологической модели, позволяющей в рамках общего физического механизма описать имеющуюся совокупность данных по односпиновым процессам.

Автор защищает:

1. Полученные в эксперименте на установке ФОДС-2 результаты измерений односпиновой асимметрии адронов (π^\pm , K^\pm , p и \bar{p}) на водородной и ядерных мишенях, в новой кинематической области: энергия 40 ГэВ, $0,6 \leq p_T \leq 3,6$ ГэВ/с и $-0,08 \leq x_F \leq 0,71$, для трех значений полярного угла в л.с.к.: 90, 160 и 230 мрад.
2. В области фрагментации поляризованных протонов ($x_F > 0,35$) асимметрия $A_N \neq 0$ для тех адронов (π^\pm , K^+ , p), в состав которых входят валентные кварки из протона. Для адронов, содержащих только морские кварки (K^- , \bar{p}), $A_N = 0$ во всей исследованной кинематической области.
3. Обнаружение осцилляции односпиновой асимметрии, как функции кинематических переменных, в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow p + X$. Значительная асимметрия A_N наблюдается только в области углов менее 70° в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов.
4. Обнаружение пороговой зависимости от полярного угла в с.ц.м. для односпиновой асимметрии в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow \pi^- + X$. $A_N = 0$ при $\theta_{cm} > 73^\circ$.

5. Пороговая величина x_F , выше которой $A_N(x_F) > 0$, в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow \pi^+ + X$, увеличивается при уменьшении полярного угла в с.ц.м. Величина $A_N(x_F)$ уменьшается с увеличением угла образования пионов.
6. Не наблюдается существенной зависимости A_N от массового числа ядра мишени для заряженных адронов, за исключением протонов.
7. Методы и алгоритмы обработки и анализа данных, полученных на поляризованном пучке.
8. Модель хромомангнитной поляризации кварков (ХПК), как обобщение эмпирических закономерностей, найденных из глобального анализа односпиновых поляризационных данных для 80 инклюзивных реакций, содержащих 3160 экспериментальных точек.

Научная новизна

Впервые была измерена односпиновая асимметрия (A_N) инклюзивного образования в $p^\uparrow p$ и $p^\uparrow A$ соударениях π^\pm , K^\pm , протонов и антипротонов при столь больших значениях поперечных импульсов ($0,6 \leq p_T \leq 3,6$ ГэВ/с). До этого эксперимента данные по заряженным адронам существовали лишь в области $p_T \leq 2,2$ ГэВ/с. Данные по односпиновой асимметрии антипротонов получены впервые. Наличие на установке спектрометров колец черенковского излучения (СКОЧ) позволило одновременно регистрировать шесть различных типов заряженных адронов. Обычно аналогичные эксперименты идентифицируют лишь один или два типа адронов.

Измерения на установке ФОДС-2 позволили заполнить пробел в области энергий от 22 до 200 ГэВ в л.с.к., что важно для исследования зависимости односпиновой асимметрии от энергии реакции. Впервые измерения A_N были выполнены на нескольких мишенях (p, C, Cu).

Показано, что A_N в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow \pi^- + X$ имеет пороговую зависимость от полярного угла в с.ц.м. реакции. Величина порогового угла

составляет 73° .

Впервые была измерена значительная асимметрия $A_N(x_F)$ в инклюзивном образовании протонов и наблюдалась ее осцилляция в зависимости от фейнмановской переменной x_F , что объясняется в модели хромомангнитной поляризации кварков (ХПК).

Создана феноменологическая модель ХПК, которая учитывает эмпирические закономерности поведения поляризационных данных.

Практическая ценность

Практическая ценность диссертационной работы определяется тем, что полученные экспериментальные данные в области энергий ускорителя ИФВЭ и обнаруженные закономерности позволяют глубже понять структуру адронов и динамику их взаимодействия в адронных реакциях, в которых известна поляризация одной из частиц в начальном либо в конечном состоянии.

Разработана новая программа обработки данных со спектрометра колец черенковского излучения (СКОЧ) [15], что позволило расширить используемую апертуру детектора и вдвое увеличить число идентифицируемых событий.

Предложены методы обработки поляризационных данных, которые могут найти применение в других экспериментах.

Идеи поиска скейлинговых переменных в поляризационных исследованиях были положены в основу подготовленной в 1992 г. физической программы эксперимента SERPUKHOV-175 на установке ФОДС-2 [16, 17].

Результаты этой работы использовались при расчете поляриметра для экспериментов на ускорителе RHIC в BNL [18], а также при подготовке предложения эксперимента СПАСЧАРМ [19, 20].

Модель хромомангнитной поляризации кварков использовалась для объяснения результатов эксперимента HERMES в DESY, в частности данных по зависимости поляризации Λ гиперонов от атомного веса ядра мишени [14, 21].

Достоверность полученных результатов и выводов

Достоверность полученных результатов и выводов базируется на использовании современных экспериментальных методик, проведении контрольных измерений, сопоставлении полученных результатов с данными других экспериментов.

Личный вклад автора

Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертации представлены те положения и результаты, которые получены либо лично соискателем, либо при его определяющей роли в постановке задач, разработке и реализации их решений. Во всех работах: подготовка предложения эксперимента, создание отдельных частей установки, настройка аппаратуры и проведение измерений - автор принимал активное участие. Выполнен большой объем работ по обработке и анализу данных, подготовке публикаций и выступлениях на семинарах и конференциях. Феноменологическая модель ХПК создана самостоятельно.

Апробация работы и публикации

По результатам выполненных исследований опубликована 21 научная работа, в том числе 12 из них – в рецензируемых журналах. Основные результаты, использованные в диссертации, опубликованы в журналах "Ядерная физика"[7, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28], "Nuclear Physics B"[29], "Zeitschrift fur Physik C"[30], "Physics of Particles and Nuclei"[31] и "European Physical Journal C"[32], в виде трудов международных конференций и совещаний по спиновым явлениям [19, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39], а также в виде препринта ИФВЭ [40]. Результаты работ докладывались на конференциях Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН, на научных семинарах в ИФВЭ и ОИЯИ. Апробация диссертации прошла в ФГБУ ГНЦ ИФВЭ 18 декабря 2013 г.

Структура диссертации

Диссертация изложена на 151 странице, состоит из введения, шести глав основного текста, заключения и пяти приложений. Диссертация содержит 53 рисунка, 33 таблицы и список цитируемой литературы из 253 пунктов.

Введение посвящено изложению таких вопросов, как объект исследования и актуальность темы диссертации. Изложены цели диссертационной работы и результаты выдвигаемые автором на защиту, обоснована их научная новизна и практическая ценность. Приведен список основных публикаций по теме диссертации.

В первой главе описывается постановка эксперимента ФОДС-2 на поляризованном протонном пучке ИФВЭ. Главы 2, 3, 4 и 5 посвящены изложению результатов экспериментов на поляризованном протонном пучке, на различных мишенях и в разных кинематических областях.

Шестая глава посвящена моделям односпиновых поляризационных явлений, в том числе изложению основных положений разработанной автором феноменологической модели хромомангнитной поляризации кварков.

В заключении подводятся итоги диссертационного исследования и перечислены основные результаты работы.

В приложениях А-Д приведены таблицы с измеренными значениями односпиновой асимметрии, а в приложении Е - полный список из 80 реакций, использованных в глобальном анализе поляризационных данных и ссылки публикации экспериментальных данных по каждой из реакций.

Глава 1. Постановка эксперимента ФОДС-2 на поляризованном протонном пучке при энергии 40 ГэВ

На протяжении последних двадцати лет в ИФВЭ, используя поперечно поляризованный протонный пучок с энергией 40 ГэВ (установка ФОДС-2), проводятся работы по исследованию спиновых эффектов в инклюзивных процессах образования π^\pm , K^\pm , протонов и антипротонов. Эти измерения показали наличие значительной односпиновой асимметрии A_N в образовании заряженных адронов в центральной и передней областях, при больших значениях поперечного импульса ($0,7 \leq p_T \leq 3,4$ ГэВ/с) [22, 23, 24, 29].

Ранее, на ускорителе ФНАЛ (США), при энергии поляризованного протонного пучка 200 ГэВ, наблюдалось значительная односпиновая асимметрия π^\pm в области $0,2 \leq p_T \leq 2,2$ ГэВ/с [41]. В измерениях при более низких энергиях 13,3 и 18,5 ГэВ значения p_T не превышали 2 ГэВ/с [42].

Измерения на установке ФОДС-2 позволили не только продвинуться в области поперечных импульсов, но и исследовать интересную область энергий ускорителя ИФВЭ, где уже начинает проявляться в полной мере взаимодействие протонов на уровне составляющих (кварков и глюонов). Проведение работ на поляризованном протонном пучке позволило на новом уровне продолжить обширную программу исследований процессов с большими p_T , проводившуюся в течение многих лет на установках ФОДС (Фокусирующий двухплечевой спектрометр, эксперимент SERP-E-100) [43, 44] и ФОДС-2 (эксперимент SERP-E-155) [17, 45].

Измерения спиновых эффектов на установке ФОДС-2, в различных кинематических областях, и на разных мишенях, могут помочь в установлении универсальных закономерностей, связанных со структурой адронов и динамикой их взаимодействия. Данные исследования могут также привести к луч-

шему пониманию природы конфайнмента и механизма адронизации кварков, что является одной из основных задач физики сильных взаимодействий.

Ниже мы рассмотрим основные характеристики поляризованного протонного пучка на 22-м канале ускорителя ИФВЭ и экспериментальной установки ФОДС-2.

1.1. Поляризованный протонный пучок

Поляризованный протонный пучок создан на универсальном 22-м канале ускорителя ИФВЭ. Поляризованные протоны образуются в нарушающих четность слабых распадах Λ -гиперонов, которые в свою очередь рождаются при соударениях протонов с энергией 60–70 ГэВ с бериллиевой мишенью, расположенной в начале 22-го канала [29, 26, 46, 47]. Схематическое изображение 22-го канала показано на рис. 1.1, где протоны налетают слева на мишень Т.

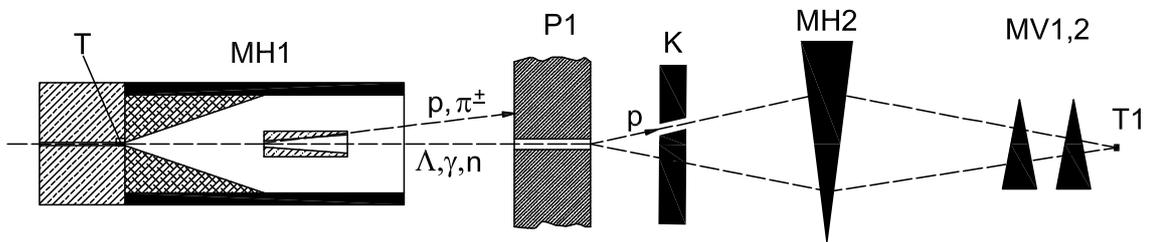


Рис. 1.1: Схематическое изображение 22-го канала, где Т-бериллиевая мишень, МН1-очищающий магнит, Р1-поглотитель заряженных частиц, К-коллиматор для выделения части пучка с определенной поляризацией, МН2-магнит, МВ1 и МВ2-вертикальные корректора, Т1-мишень ФОДС-2.

Протонный пучок с интенсивностью до 10^{13} протонов за сброс выводится из ускорителя ИФВЭ с помощью систем медленного вывода и направляется в 22-й канал. Первичный протонный пучок и заряженные частицы, образующиеся в мишени Т, отклоняются магнитом МН1 и поглощаются в защите Р1, а нейтральные Λ -гипероны проходят через канал в защите. После прохождения очищающего магнита и канала в защите Λ -гипероны распадаются на лету на протоны и π^- -мезоны. Поперечная поляризация вторичного пучка

ка достигается отбором с помощью подвижного вертикального коллиматора (расположенного в промежуточном фокусе) протонов, углы вылета которых в системе покоя Λ -гиперонов порядка 90° (относительно направления оси канала). Поляризация образующегося в распаде Λ протона антипараллельна его импульсу в системе покоя Λ -гиперона и составляет 63%. Интенсивность пучка после выделения коллиматором его поперечно поляризованной части снижается примерно в три раза.

Далее поляризованные протоны отбираются по импульсу с помощью поворотных магнитов, линз и коллиматоров и транспортируются до вторичной мишени, расположенной перед спектрометрическим магнитом установки ФОДС-2. Два корректирующих магнита, расположенные перед вторичной мишенью установки, компенсируют отклонения по координате и углу падения протонного пучка в вертикальной плоскости, возникающие при отборе протонов коллиматором в заданном интервале углов. Управление знаком поляризации пучка происходит от компьютера системы приема данных, который подает через каждые 100 сбросов сигнал на 22-й канал для смены положения коллиматора и токов в корректирующих магнитах. Смена знака поляризации пучка проходит в течение 30 с. Сигнал о выполнении смены знака поляризации передается с 22-го канала в систему приема данных и записывается в буфер данных. Средний импульс поляризованных протонов составляет 40 ГэВ/с, $\Delta p/p = \pm 4,5\%$, средняя поляризация пучка $P_B = 39_{-3}^{+1}\%$ была рассчитана с использованием программы Монте-Карло, а интенсивность пучка составляет до 3×10^7 протонов за сброс. Мониторирование пучка осуществляется с помощью ионизационных камер и сцинтилляционных мониторов, которые имеют относительную точность 1%. Схематическое изображение оконечной части 22-го канала показано на рис. 1.2.

В 22-м канале, перед мишенью установки, расположены два пороговых черенковских счетчика для идентификации частиц, а также ионизационные детекторы положения и интенсивности пучка. Там же находятся два сцинтилляционных годоскопа (32 канала с шагом 3 мм на плоскость) для измерения

координат частиц по вертикали и горизонтали.

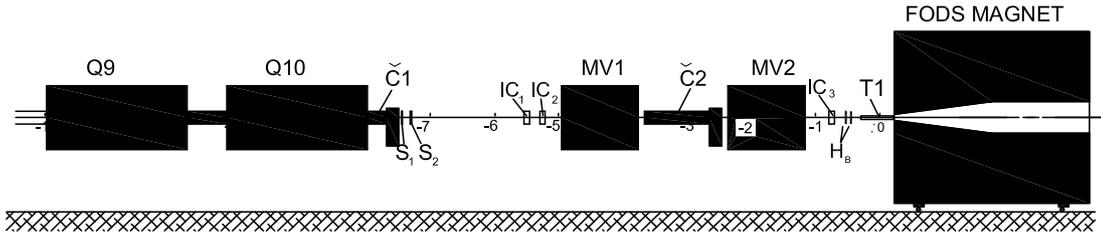


Рис. 1.2: Схематическое изображение оконечной части 22-го канала, где Q9 и Q10 –фокусирующие линзы, C1,C2 -пороговые черенковские счетчики, S1,S2 –пучковые черенковские счетчики, IC1, IC2, IC3 –ионизационные мониторы и профилометры, MV1 и MV2 -вертикальные корректора, HB –сцинтилляционные годоскопы, T1 -мишень и далее магнит ФОДС-2. Цифрами указано расстояние от мишени (в метрах).

Расчетные параметры пучка оказались близки к измеренным величинам. Размеры пучка на мишени экспериментальной установки составляют $\sigma_X = 10,6$ мм; $\sigma_Y = 8,1$ мм; расходимость – $\theta_X = \pm 6,5$ мрад; $\theta_Y = \pm 6,0$ мрад. Фон π^+ -мезонов от распада $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ составляет 0,8% [46].

Точность измерения односпиновой асимметрии зависит в наибольшей степени от точности выравнивания параметров пучка при двух направлениях поляризации. Перед началом физических измерений происходит настройка поляризованного пучка, в ходе которой выравниваются координаты и интенсивности пучка для спина, направленного вверх и вниз соответственно. В ходе сеанса параметры пучка контролируются с помощью системы приема данных и программ обработки в линию, и при необходимости происходит дополнительная настройка пучка.

1.2. Экспериментальная установка

Установка ФОДС-2 является двухплечевым магнитным спектрометром и создана для исследования процессов образования адронов с большими поперечными импульсами на протонном и π^- -мезонном пучках [26, 29, 17]. Схема установки показана на рис. 1.3.

Спектрометрический магнит установки расположен на подвижной плат-

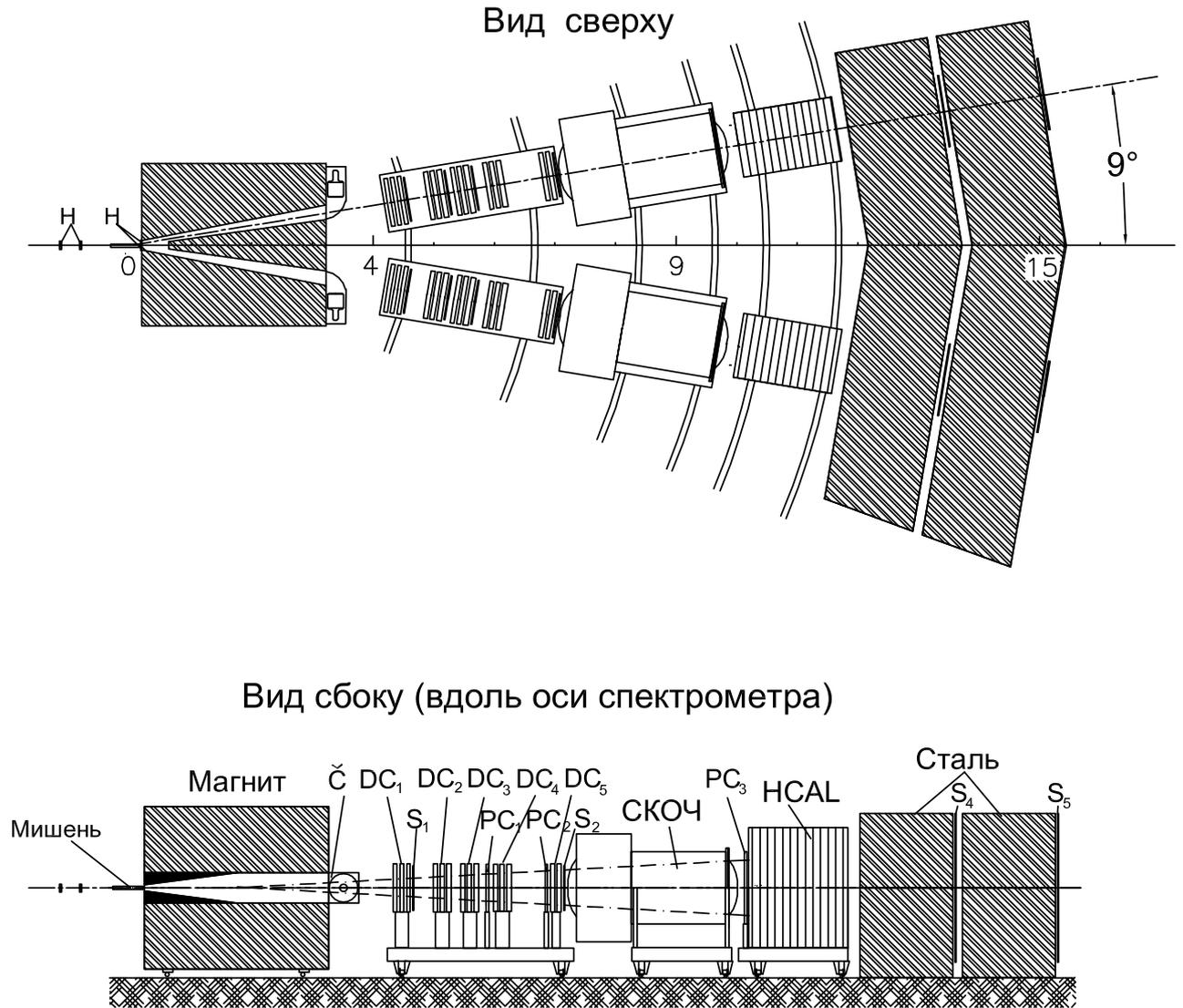


Рис. 1.3: Схема установки ФОДС-2. Цифрами указано расстояние от мишени (в метрах).

форме для изменения угла регистрации частиц. Внутри магнита имеются два зазора для прохождения частиц в плечи спектрометра. Остальная часть объема магнита заполнена железом, а в его центральной части — дополнительно вольфрамом для поглощения частиц, прошедших через мишень без взаимодействия.

В каждом плече установки имеются: система из 14 модулей дрейфовых камер (DC) [48] и дополнительно пропорциональные камеры (PC) для реконструкции треков, два сцинтилляционных триггерных счетчика (S_1 , S_2), адронный калориметр (НСАЛ) для отбора в триггере частиц с энергией выше

заданного порога, спектрометры колец черенковского излучения (СКОЧ) для идентификации частиц [15, 49]. Мюоны идентифицируются сцинтилляционными счетчиками (S_4 , S_5), расположенными после стального поглотителя. В каналах магнита имеются пороговые черенковские счетчики, которые работают на воздухе при атмосферном давлении и используются совместно с детекторами СКОЧ для улучшения идентификации частиц.

Интенсивность и профили пучка перед мишенью измеряются системой ионизационных камер [50]. Абсолютные и относительные точности измерения интенсивности составляли $\pm 15\%$ и $\pm 3\%$ соответственно.

Измерения X - и Y -координат пучковых частиц производилось с помощью сцинтилляционных годоскопов, с шагом 3 мм и числом каналов 32 на плоскость. Статистическая точность измерения средних координат пучка за экспозицию достигала 3–5 мкм, что позволило, при обработке данных, уравнять с указанной точностью средние координаты пучка (для двух знаков поляризации протонного пучка) и минимизировать возможную систематическую ошибку в измерениях односпиновой асимметрии [22].

1.3. Обработка данных

Первый этап обработки состоит в отбраковке сбросов, не соответствующих заданным условиям. Это включает интенсивность пучка, длительность сброса, размеры и положение пучка на мишени и его поляризацию. Дополнительные требования на стабильность показаний применяются к мониторам, контролирующим пучок и принимаемую за сброс информацию. Данный этап проходят 60% сбросов.

1.3.1. Реконструкция траектории частиц

Реконструкция траектории частицы после магнита осуществляется программой, использующей измеренные в дрейфовых камерах (ДК) координаты, результаты калибровок шкалы преобразователей время-амплитуда, ско-

ростей дрейфа и времен задержки сигналов в ДК. Затем вводится поправка на угол поворота платформы с дрейфовыми камерами в горизонтальной плоскости (до нескольких мрад), которая позволяет совместить X -координату экстраполированной в мишень траектории с X -координатой пучка в центре мишени.

Для реконструкции импульса и углов вылета частицы из мишени, а также Z -координаты вершины взаимодействия используется программа, учитывающая измерение координат пучковой частицы перед мишенью (сцинтилляционными годоскопами и ионизационными камерами) и реконструированную траекторию частицы после магнита.

Для обработки используются лишь те события (79%), в которых множественность в годоскопах лежит в пределах $1 \leq N_X + N_Y \leq 2$ и $1 \leq N_Y \leq 2$, где N_X и N_Y — число сработавших каналов в годоскопах, измеряющих горизонтальную (X) и вертикальную (Y) координаты соответственно. Анализ показал, что высокие множественности срабатывания (два и более каналов на плоскость) соответствуют взаимодействиям пучковой частицы в годоскопах. В случае несрабатывания X -плоскости годоскопа ($N_X = 0$) в качестве координаты X используется среднее значение этой координаты за сброс, которое измеряется ионизационной камерой. Для уменьшения фона случайных срабатываний в годоскопах в каждом его канале измеряется время срабатывания и в распределениях по времени выделяется пик истинных совпадений с триггером.

Программа использует табулированную информацию о магнитном поле и рассчитанную ранее по методу Монте-Карло связь между параметрами траектории на входе магнита и после него с импульсом и углами вылета из мишени. Точность измерения импульса частиц слабо зависит от величины импульса и составляет 2–3%.

Реконструкция траектории частицы, а также введение порога на сигнал с адронного калориметра позволяют подавить фон от электромагнитных и адронных ливней, образующихся в детекторах установки. Эффективность

реконструкции траектории частиц в левом плече составила 67 и 76% при пороге в калориметре 5,5 и 12 ГэВ соответственно.

Для подавления фона от взаимодействий пучка с воздухом, с пучковыми годоскопами и с другим оборудованием, вводятся пределы по Z -координате (вдоль пучка) вершины взаимодействия. Отбор событий по Z -координате, импульсу, углам вылета из мишени и множественностям в пучковых годоскопах проходят 44% событий.

1.3.2. Идентификация частиц

Идентификация частиц ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$) осуществляется в каждом плече спектрометром колец черенковского излучения (СКОЧ), который позволяет реконструировать квадрат массы частицы (M^2) [15, 49]. Дополнительно используется информация с порогового черенковского счетчика, позволяющая подавить доминирующие в области малых масс π^\pm -мезоны, что улучшает выделение K^\pm -мезонов и антипротонов. В качестве радиатора в СКОЧ используется газ фреон-13 при давлении 8 атм. Черенковский свет регистрируют 24 годоскопических фотоумножителя (ГФЭУ), с помощью которых возможно измерять координаты фотона с точностью порядка ± 1 мм. Схема спектрометра колец черенковского излучения и ГФЭУ показана на рис. 1.4.

Пределы по M^2 для идентификации частиц устанавливаются независимо в каждом из девяти интервалов по импульсу, что позволяет оптимизировать их величины. Границы интервалов определяются порогами регистрации π^\pm, K^\pm и протонов в пороговом черенковском счетчике и в СКОЧ, а при значениях импульса выше 20 ГэВ/с они устанавливаются с шагом 5 ГэВ/с.

Для реконструкции масс частиц в спектрометре СКОЧ была разработана новая программа обработки. Она отличается от использовавшейся ранее существенно меньшим числом параметров для описания отдельного ГФЭУ (два вместо 17) и учетом следующих из оптической схемы СКОЧ связей между измеряемыми величинами и параметрами трека частицы в детекторе. Угол черенковского излучения θ может быть выражен через параметры ГФЭУ и

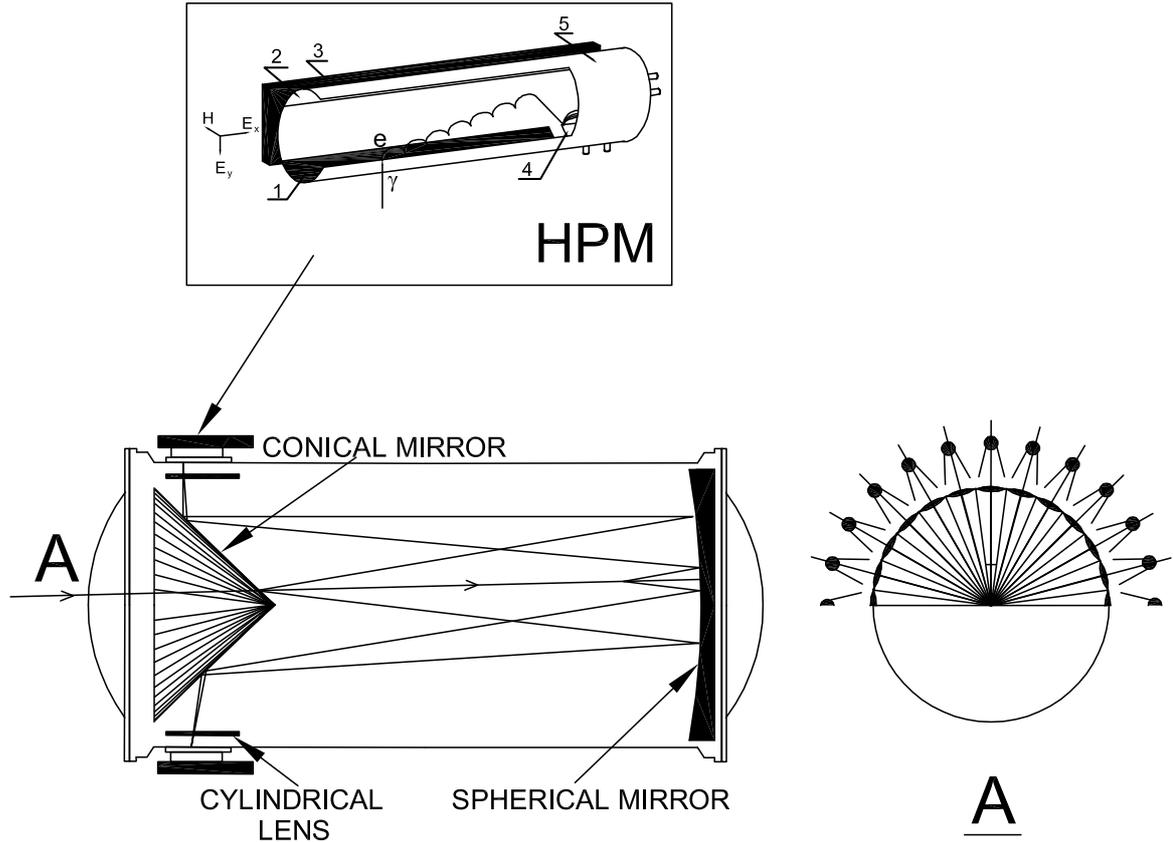


Рис. 1.4. Схема спектрометра колец черенковского излучения и ГФЭУ.

параметры трека частицы:

$$\operatorname{tg}(\theta) = (t - t_0)/kf - \vartheta_T \cos(\varphi - \varphi_T), \quad (1.1)$$

где t , t_0 , k и φ — время срабатывания, постоянная задержка, удельная задержка и азимутальный угол данного ГФЭУ соответственно; f — фокусное расстояние зеркала СКОЧ (250 см), ϑ_T и φ_T — полярный и азимутальный углы частицы на входе СКОЧ в системе координат плеча. Параметры t_0 и k в (1.1) определяются для каждого ГФЭУ программой калибровки.

Квадрат массы частицы выражается через измеряемые величины

$$M^2 = p^2[n^2 \cos^2 \theta - 1 - V(\vartheta_T \sin(\varphi - \varphi_T))], \quad (1.2)$$

где p — импульс частицы, $n = 1,00621$ — показатель преломления газа в СКОЧ, а функция $V(\theta_Y)$, общая для всех ГФЭУ данного плеча, определяется при калибровке в виде полинома 10-й степени. Функция $V(\theta_Y)$ в

(1.2) учитывает aberrации оптической системы СКОЧ при больших углах $\theta_Y = \vartheta_T \sin(\varphi - \varphi_T)$ между плоскостью, проходящей через ось СКОЧ и данный ГФЭУ, и траекторией частицы. Зависимость $V(\theta_Y)$ от угла показана на рис. 1.5а, где кривая есть результат аппроксимации данных полиномом.

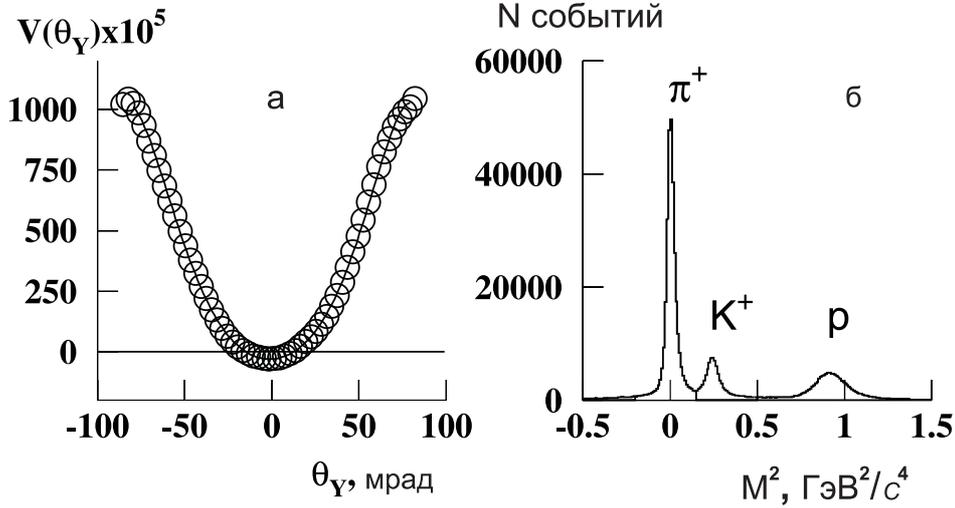


Рис. 1.5: Зависимость $V(\theta_Y)$ от угла θ_Y — (а). Распределение адронов по M^2 — (б).

Величина удельной задержки варьируется в пределах $15 \leq k \leq 21$ нс/см. Использование указанных алгоритмов, при обработке информации со спектрометра СКОЧ, дает возможность идентифицировать адроны в диапазоне углов $\vartheta_T \leq 110$ мрад и на расстоянии до 32 см от оси СКОЧ, что позволяет идентифицировать до 92% адронов, которые прошли реконструкцию, отбор по вершине взаимодействия и поляризации пучка. Пример распределения по M^2 показан на рис. 1.5б. Расширение угловой и координатной апертуры СКОЧ в данном алгоритме обработки позволило вдвое увеличить число идентифицированных адронов по сравнению с прежней версией программы обработки [49].

1.3.3. Вычисление анализирующей способности

Анализирующая способность в области фрагментации поляризованного пучка измерялась левым плечом установки. Для определения A_N вычислялись выходы частиц каждого сорта, нормированные на число протонов с по-

ляризацией вверх (N_L^\uparrow) и вниз (N_L^\downarrow) соответственно. Мертвое время системы приема данных находится из отношения числа заблокированных (принятых) и неблокированных триггеров. Анализирующая способность вычислялась по формуле

$$A_N^L = \frac{1}{P_B \cdot \cos \phi} \cdot \frac{N_L^\uparrow - N_L^\downarrow}{N_L^\uparrow + N_L^\downarrow}, \quad (1.3)$$

где P_B — средняя поляризация протонного пучка (39%), $\cos \phi$ — средний косинус азимутального угла образования частиц. Величина $\cos \phi$ растет от 0,50 до 0,93 при увеличении импульса частицы, поскольку средний угол отклонения частиц в магните уменьшается с ростом их импульса.

Статистическая ошибка анализирующей способности определялась по формуле

$$\delta A_N^L = \frac{1}{2P_B \cdot \cos \phi} \cdot \sqrt{1/n_L^\uparrow + 1/n_L^\downarrow}, \quad (1.4)$$

где $n_L^\uparrow(n_L^\downarrow)$ — число частиц в левом плече для протонов, поляризованных вверх (\uparrow) или вниз (\downarrow) соответственно.

Анализирующая способность очень чувствительна к разности средних координат пучковых частиц для двух возможных поляризаций пучка. Средние за сброс координаты измерялись сцинтилляционными годоскопами с точностью порядка $\pm 0,1$ мм при числе принимаемых событий порядка 200 за сброс. Средние координаты (X и Y) пучка на расстоянии 1 м перед мишенью отличаются для поляризации пучка вверх (X_{up}) и вниз (X_{dn}) на величину до 0,5 мм, что приводит к ложной асимметрии величиной до 20%, зависящей от импульса частиц. На рис. 1.6 показаны распределения X -координаты пучка с поляризацией вверх и вниз, до выравнивания средних координат в экспозиции (а) и после выравнивания (б). Зависимость A_N от p_T показана на рис. 1.7 для трех случаев разности координат $\delta X_{\text{up/dn}} = X_{\text{up}} - X_{\text{dn}}$ (0, +0,5 и -0,5 мм). Указанные выше три значения $\delta X_{\text{up/dn}}$ получены введением соответствующих пределов по координате пучка для одной и той же экспозиции.

Абсолютная величина ложной асимметрии достигает минимума в области максимума распределения числа реконструированных событий по соот-

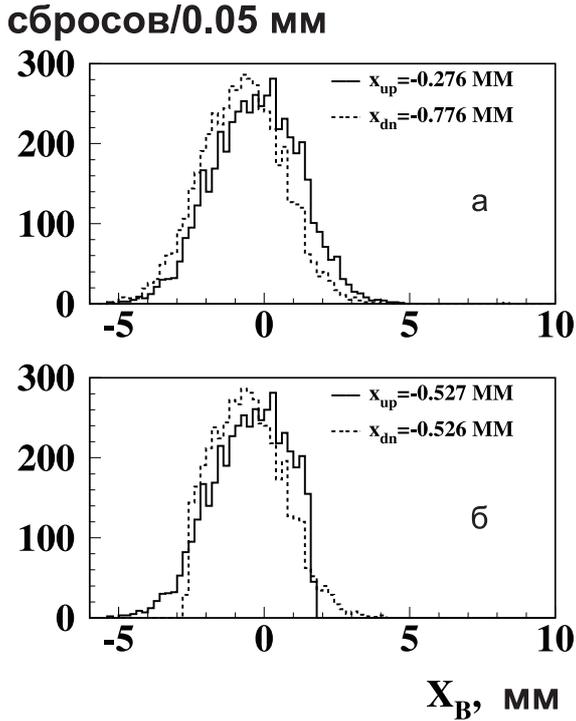


Рис. 1.6: Распределение по координате X пучка с поляризацией вверх и вниз, до (а) и после (б) выравнивания средних координат в экспозиции.

ветствующим переменным (p_T , x_F).

Для минимизации ложной асимметрии средние значения X - и Y -координат для двух значений поляризации пучка уравнивались при обработке данных (независимо в X - и Y -плоскостях) путем введения пределов по этим координатам на уровне сброса. Достигнутая точность уравнивания координат пучка составляла порядка 4 мкм для экспозиций с одинаковыми условиями набора, что позволило снизить вклад ложной асимметрии, зависящей от разности координат пучка, до уровня 0.2%, что меньше статистической ошибки измерений.

Другие источники систематических ошибок, прежде всего зависимость асимметрии от разности углов падения пучка на мишень при поляризации вверх и вниз, составляют в сумме величину порядка $\epsilon = 4\%$, которая была добавлена квадратично к статистической ошибке. В указанную систематическую ошибку вносят вклад также погрешность системы мониторинга пучка, дрейф аппаратуры и пучка за период, соответствующий заданной поляризации (100 сбросов).

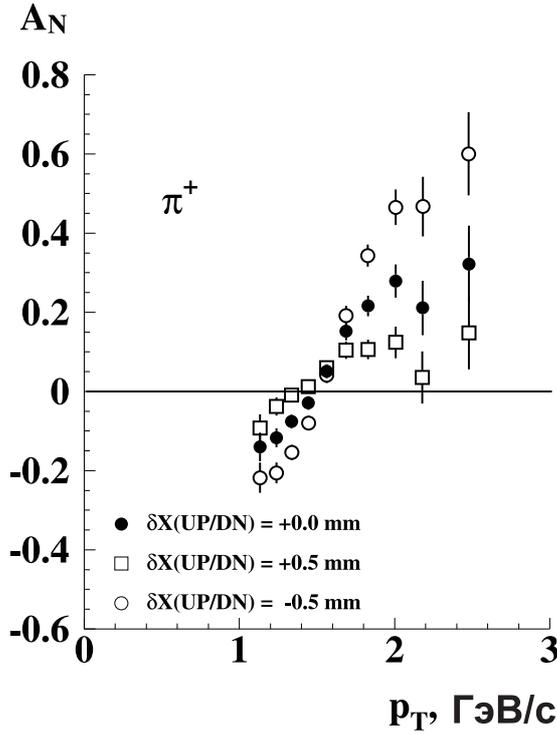


Рис. 1.7: Зависимость A_N от p_T для реакции $p^\uparrow + \text{C} \rightarrow \pi^+ + X$. Асимметрия A_N приведена для трех значений разности средних X -координат пучка с поляризацией вверх и вниз $+0,5$, $0,0$ и $-0,5$ мм соответственно.

Анализирующая способность (A_N) для каждой экспозиции, соответствующей заданным значениям величины магнитного поля, его знака и порога по энергии в калориметре, определялась независимо. Величины A_N , полученные при различных условиях измерений, усреднялись с учетом их статистических ошибок. Как отмечено выше, к статистической ошибке суммарной статистики добавлена квадратично систематическая ошибка $\epsilon = 4\%$ в каждой экспериментальной точке (p_T, x_F) . Число событий после всех критериев отбора составило 19% от числа принятых событий.

Глава 2. A_N в $p^\uparrow p$ -соударениях для $\theta = 160$ мрад

Процессы образования адронов с большими значениями p_T (процессы жесткого рассеяния) интенсивно исследуются в течение нескольких десятилетий, как экспериментально, так и теоретически, поскольку предполагается, что такие процессы происходят на партонном уровне и возможно применение теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД). Из полученных результатов в этой области отметим наблюдение аномальной A -зависимости в процессах образования адронов с большими p_T [30, 51, 52].

При исследовании процессов жесткого рассеяния на ядрах надеются получить новую информацию о структуре адронов и динамике их взаимодействий на малых ($\sim 1/p_T$) и больших ($\sim 1/m_\pi$) расстояниях, а также о специфических свойствах поведения адронов внутри ядер. Ядро в этих экспериментах играет роль, как мишени, так и анализатора пространственно-временного развития взаимодействия адронов [30].

Анализ данных процессов с большими p_T на ядрах позволил получить оценку длины формирования адронов, растущую с увеличением импульса наблюдаемой частицы [27, 28, 39]. Этот результат используется в модели хромагнитной поляризации кварков, предполагающей рост продольных размеров эффективного цветового поля с увеличением импульса наблюдаемой частицы [7].

Широко распространено мнение, что роль спина уменьшается при увеличении энергии и поперечного импульса (p_T) вторичных частиц. В частности, теория возмущений КХД предсказывает исчезновение спиновых эффектов с ростом p_T [53]. Эксперименты, выполненные за последние несколько десятилетий, показали гораздо более сложную картину. Оказалось, что поляризация Λ -гиперонов, образующихся в адрон-адронных соударениях, до-

волью слабо зависит от энергии и растет при увеличении p_T и $x_F = 2p_Z^*/\sqrt{s}$, где p_Z^* и \sqrt{s} являются, соответственно, продольным импульсом вторичной частицы и полной энергией реакции в с.ц.м. [54, 55, 56, 57]. Односпиновая асимметрия (A_N) растет при увеличении p_T и x_F , по крайней мере, для π -мезонов и отлична от нуля вплоть до максимальных на тот момент энергий (200 ГэВ в л.с.к.) [42, 58].

Существующие данные по односпиновым асимметриям имеют, в большинстве случаев, недостаточно высокую статистическую точность и ограниченный диапазон по переменным p_T и x_F , а также ограничения по возможности идентификации частиц. Это не позволяет сделать определенных заключений о зависимости A_N от кинематических переменных и квантовых чисел адронов.

Исследования динамики сильных взаимодействий, как с помощью ядерного «анализатора», так и с применением зависимых от спина наблюдаемых, взаимно дополняют друг друга, особенно при изучении пространственно-временной картины взаимодействий.

Целью эксперимента является изучение односпиновой асимметрии в инклюзивных реакциях с поляризованным протонным пучком

$$p \uparrow + p(A) \rightarrow h + X, \quad (2.1)$$

где h обозначает π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} или адронные пары [16]. В числе задач эксперимента отметим следующие:

- зависимость A_N от $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ и x_F (проверка возможного x_T и x_F скейлинга);
- зависимость A_N от аромата кварка (u,d,s);
- зависимость A_N от A – атомного веса (природа A -зависимости);
- зависимость A_N от x_T для адронных пар.

Измерения односпиновой асимметрии (A_N) были выполнены при нескольких значениях угла поворота плеч установки относительно их симметричного

положения для изучения поведения A_N , как функции полярного угла образования адронов. При симметричном положении плеч установки каждое из них было расположено под углом 160 мрад в л.с.к., что соответствует углам образования π^\pm в с.ц.м. в диапазоне $73 - 94^\circ$. Данные по A_N для двух плеч ФОДС-2, измеренные в симметричном положении спектрометра, усреднялись (с учетом смены знака A_N , при переходе от левого по пучку плеча к правому). При повернутом положении плеч установки данные с каждого из плеч обрабатывались независимо, причем левое плечо было расположено под углом $\theta = 90$ мрад, а правое – под углом $\theta = 230$ мрад к оси пучка. Таким образом, измерения A_N были выполнены при трех значениях полярного угла в л.с.к.: $\theta = 90, 160$ и 230 мрад. В данной главе мы рассмотрим результаты измерения односпиновой асимметрии на водородной мишени при значении $\theta = 160$ мрад [29].

Эксперимент выполнен на двухплечевом спектрометре ФОДС-2, предназначенном для исследований одиночного и парного образования адронов в pp -, πp -, pA - и πA -соударениях [17]. Создание в ИФВЭ поляризованного протонного пучка с энергией 40 ГэВ открыло новые возможности для исследования процессов с большими p_T . Энергия пучка и его интенсивность позволяют измерить A_N в широком диапазоне переменных x_T и x_F ($x_T < 0,9$) при умеренно больших p_T (до 3,4 ГэВ/с) заряженных адронов. Предварительные результаты этого эксперимента, основанные на части данных, докладывались на рабочем совещании СПИН-95 в Протвино.

В 1994 г. были выполнены первые измерения A_N на поляризованном протонном пучке ИВФЭ. Измерения проводились на жидководородной мишени при симметричном положении плеч установки относительно направления пучка [29].

2.1. Спектрометр

Схема экспериментальной установки, представляющей из себя вращающийся двухплечевой спектрометр [17], схематически показана на рис. 1.3. Она включает магнит с двумя зазорами, дрейфовые камеры для измерения импульса и углов образования частиц, два детектора изображений колец черенковского излучения (СКОЧ) для идентификации частиц. Для выработки триггера используются сцинтилляционные счетчики, годоскопы и адронные калориметры. Детектор СКОЧ способен идентифицировать адроны в следующих интервалах по импульсу (p): π^\pm ($2 < p < 24$ ГэВ/с), K^\pm ($4 < p < 24$ ГэВ/с), p и \bar{p} от 8 до 24 ГэВ/с. Отметим также, что протоны и антипротоны, в диапазоне импульсов от 5 до 8 ГэВ/с, идентифицировались по факту отсутствия сигнала в детекторах СКОЧ. Поперечное положение (X, Y) точки взаимодействия в жидководородной мишени ($D = 7$ см, $L = 40$ см, $L/\lambda_{abs} = 5\%$) измеряется пучковыми годоскопами. Продольная координата (Z) определяется в результате согласования X, Y -координат, измеренных пучковыми годоскопами, с восстановленной траекторией частицы (с использованием дрейфовых камер на выходе из магнита, в область мишени). Разрешение годоскопов по X и Y координатам составляет ± 1 мм. Общее количество каналов в каждой из двух плоскостей годоскопа равно 32, а средняя множественность была около 2 на плоскость. Когда кратность срабатывания годоскопа не равна единице, то используется канал, ближайший к центру тяжести пучка во время сброса пучка. Ионизационные камеры используются для определения центра тяжести пучка.

2.2. Измерения

Измерения проводились в течение 6 дней сеанса в ноябре 1994 года. Первичный пучок, выведенный из ускорителя У-70, имел энергию 70 ГэВ. Средняя интенсивность поляризованного пучка составляла $9 \cdot 10^6$ протонов/цикл и была ограничена радиационной обстановкой в зале. В настоящее время

защита улучшена и может быть достигнута номинальная интенсивность до $2,6 \cdot 10^7$ протонов/цикл. Условием выработки триггера в каждом плече установки было срабатывание сцинтилляционных счетчиков и выделение энергии в адронном калориметре выше заданного порогового значения. Общее число поляризованных протонов, доставленных до мишени ФОДС-2, было порядка $1,8 \cdot 10^{11}$ для каждого знака поляризации. Соответствующее количество записанных событий составляло $6,3 \cdot 10^5$ /поляризацию/плечо. Из этих событий 24 % были реконструированы и использованы для окончательного анализа.

2.3. Обработка данных

Реконструированная траектория частицы в области после спектрометрического магнита используется для определения ее импульса и углов образования в мишени. Поскольку магнит отклоняет заряженные частицы в вертикальном направлении, а плечи спектрометра расположены горизонтально, то магнит не может существенно изменить полярный угол (θ), но изменяет азимутальный угол (ϕ), в зависимости от импульса и знака частиц. Среднее значение $\cos \phi$ изменяется от 0,80 до 0,89.

Импульс вторичной частицы определяется в результате сшивки поперечных координат налетающей частицы в центре мишени (X, Y), измеренных двумя пучковыми годоскопами, с траекторией, проходящей через камеры, расположенные после магнита. Импульс (p) частицы используется, чтобы определить ее массу (m). Для тяжелых адронов (протонов и ядер) основная ошибка в m^2 связана с неопределенностью в измерении импульса. Для легких частиц (π -мезона) ошибка в m^2 связана, в основном, с неопределенностью в величине β .

$$m^2 = p^2(1 - \beta^2)/\beta^2, \quad (2.2)$$

где β является скоростью адрона, измеренной с помощью детектора СКОЧ [15]. Спектр масс (m^2) адронов, измеренный с помощью спектрометра СКОЧ, показан на рис. 2.1.

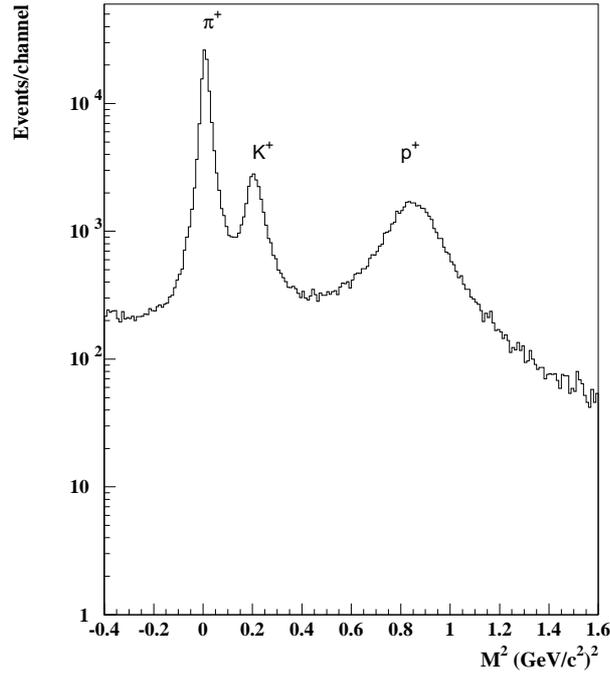


Рис. 2.1. Спектр квадратов масс адронов, измеренный детектором СКОЧ.

2.4. Результаты

Односпиновая асимметрия вычисляется независимо для каждого из плеч (L -левое, R -правое):

$$A_N^L = \frac{1}{P_B \cdot \cos\phi} \cdot \frac{N_L^u - N_L^d}{N_L^u + N_L^d}, \quad (2.3)$$

$$A_N^R = \frac{-1}{P_B \cdot \cos\phi} \cdot \frac{N_R^u - N_R^d}{N_R^u + N_R^d}, \quad (2.4)$$

где P_B является средней поляризацией пучка (39%), и $N_{L(R)}^{u(d)}$ является числом событий, нормированных на число протонов, упавших на мишень, с поляризацией вверх (u) или вниз (d), для левого (L) или правого (R) плеча. Для определения асимметрии здесь используется так называемая каноническая спиральная система отсчета, как это сделано в работе [42] и большинстве других публикаций. Асимметрия, измеренная в двух плечах спектрометра, усреднялась, что снижало систематические ошибки и удваивало статистику. В представленных ниже результатах учитываться только статистическая ошибка. Относительная систематическая ошибка величины A_N , связанная с

неопределенностью в поляризации пучка, с точностью его мониторингования, а также с измерением $\cos \phi$, составляет не более 20%.

Наряду с асимметрией для одиночных частиц были рассчитаны также асимметрии для отношения выходов частиц, так как они свободны от проблем мониторингования пучка.

Асимметрии для π^\pm , K^\pm , протонов и антипротонов представлены, как функция поперечного импульса p_T , в табл. А.1, А.2 и А.3 соответственно.

2.4.1. A_N для реакций $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$

Асимметрия для π^+ показана на рис. 2.2, как функция $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$.

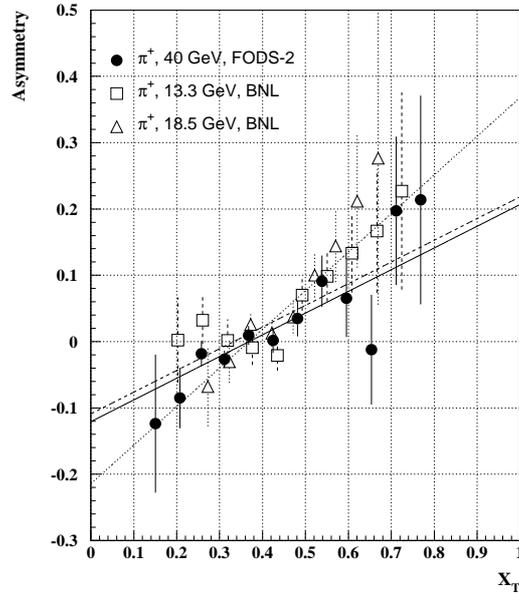


Рис. 2.2: Сравнение зависимости A_N от x_T для π^+ -мезонов, при энергиях 40, 18,5 и 13,3 ГэВ [42]. Сплошной линией показан фит (2.5) для 40 ГэВ, штриховой - для 13,3 ГэВ, и линия из точек - для 18,5 ГэВ. Данные находятся в области: $0,03 \leq x_F \leq 0,12$, $0,66 \leq p_T \leq 3,37$ ГэВ/с.

Линии на рис. 2.2 представляют собой результат фита выражением:

$$A_N = A_0(x_T - X_0), \quad (2.5)$$

где наклон (A_0) и точка смены знака (X_0) являются свободными параметрами. Ширина бина по p_T равна 0,25 ГэВ/с, а среднее значение p_T изменяется от 0,66 до 3,37 ГэВ/с.

Значения x_T , показанные на рис. 2.2, равны средним значениям этой величины в соответствующих бинах. Поскольку плечи спектрометра ФОДС-2 расположены под углом 9° , средние значения соответствующих x_F при энергии пучка 40 ГэВ не равны нулю и растут от 0,02 до 0,10 при увеличении p_T . Асимметрия π^+ растёт с x_T и меняет знак вблизи $x_T = 0,37$.

На рис. 2.2 для сравнения показаны также данные эксперимента в BNL [42]. Как видно на рис. 2.2, A_N меняет знак при тех же значениях x_T при трех различных энергиях пучка (13,3, 18,5 и 40 ГэВ). Для сравнения результатов настоящего эксперимента с данными BNL используется отбор по $x_F \leq 0,18$.

Асимметрия π^- показана на рис. 2.3, где для сравнения приведены также данные BNL. Асимметрия π^- отрицательная и она растёт по абсолютной величине с увеличением x_T . A_N при энергиях BNL близка к нулю.

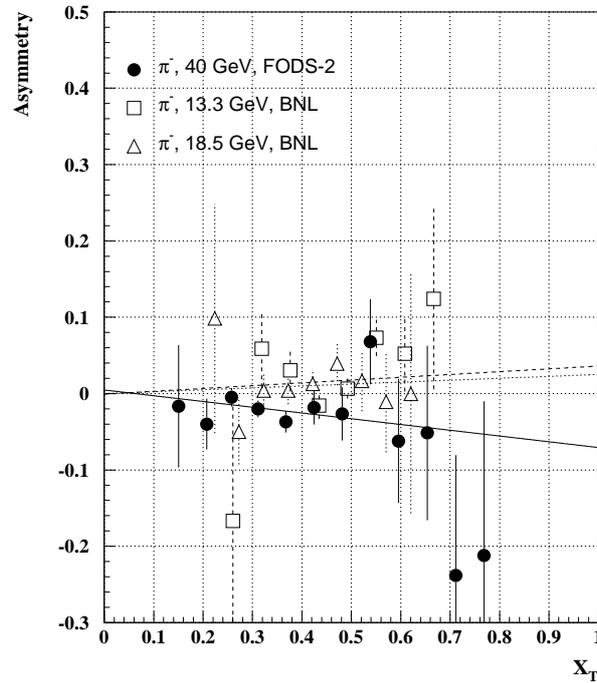


Рис. 2.3: Сравнение зависимости A_N от x_T для π^- -мезонов при 40, 18,5 и 13,3 ГэВ [42]. Сплошная линия показывает результат фита формулой (2.5) для энергии 40 ГэВ, штриховая - для 13,3 ГэВ, и пунктирная - для 18,5 ГэВ. Данные находятся в области: $0,03 \leq x_F \leq 0,12$, $0,66 \leq p_T \leq 3,37$ ГэВ/с.

2.4.2. A_N для реакций $p^\uparrow + p \rightarrow K^\pm(\bar{p}) + X$

Асимметрия K^+ , показанная на рис. 2.4, растет с увеличением x_T аналогично данным для π^+ и меняет знак при x_T вблизи 0,37.

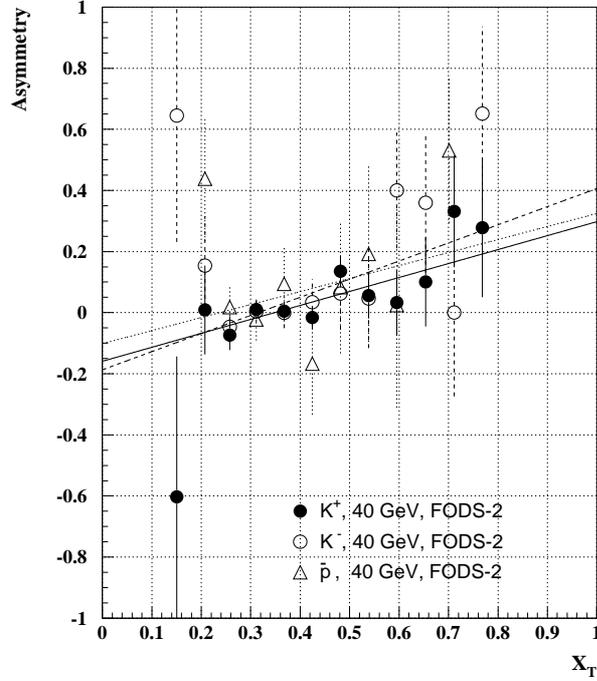


Рис. 2.4: Односпиновая асимметрия в зависимости от x_T для K^+ , K^- -мезонов и антипротонов. Сплошная линия показывает фит формулой (2.5) для K^+ , штриховая - для K^- , и линия из точек - для антипротонов. Данные находятся в области: $0,03 \leq x_F \leq 0,12$, $0,66 \leq p_T \leq 3,37$ ГэВ/с.

Для асимметрий K^- и антипротонов, показанных на рис. 2.4, имеется указание на рост с x_T , аналогичный тому, который наблюдается для данных для K^+ , но статистические ошибки слишком высоки, что не позволяет сделать окончательные выводы. Данные последних трех строчек из табл. А.3 объединены на рис. 2.4, чтобы уменьшить ошибку данных.

Асимметрия для антипротонов, также показанная на рис. 2.4, имеет тенденцию роста при увеличении x_T , однако отличие A_N от нуля статистически не значимо. Совместимая с нулем асимметрия для антипротонов может объясняться тем обстоятельством, что в начальном состоянии нет валентных поляризованных антикварков.

2.4.3. A_N для реакций $p^\uparrow + p \rightarrow p + X$

Сравнение зависимости A_N от x_T для протонов с данными BNL показано на рис. 2.5. Для обоих экспериментов A_N не зависит от x_T , а среднее значение A_N при энергии 40 ГэВ равняется $-0,050 \pm 0,009$.

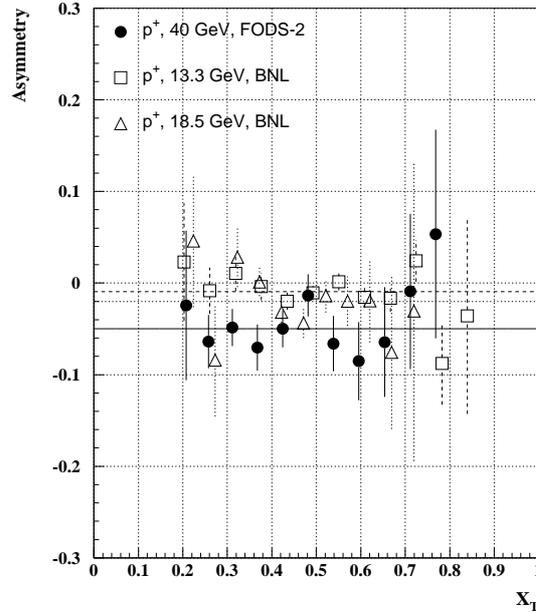


Рис. 2.5: Сравнение зависимости A_N от x_T для протонов при 40, 18,5 и 13,3 ГэВ [42]. Сплошная линия показывает фит формулой (2.5) для 40 ГэВ, штриховая - для 13,3 ГэВ, и линия из точек - для 18,5 ГэВ.

Зависимость среднего значения A_N в пределах изученного диапазона x_T от \sqrt{s} показана на рис. 2.6 для трех энергий.

Как видно из рис. 2.6, среднее значение A_N хорошо описывается линейной функцией \sqrt{s} :

$$A_N = (0,0113 \pm 0,0027)(4,34 \pm 0,45 - \sqrt{s/s_0}), \quad (2.6)$$

где $\sqrt{s_0} = 1$ ГэВ. Этот результат, если он подтвердится в других экспериментах, может быть использован для измерения поляризации пучка в широком диапазоне энергий.

Как было сказано выше, асимметрия отношения выходов частиц, которая в первом приближении равна разности асимметрий для двух типов частиц, не зависит от точности мониторингования пучка и, следовательно,

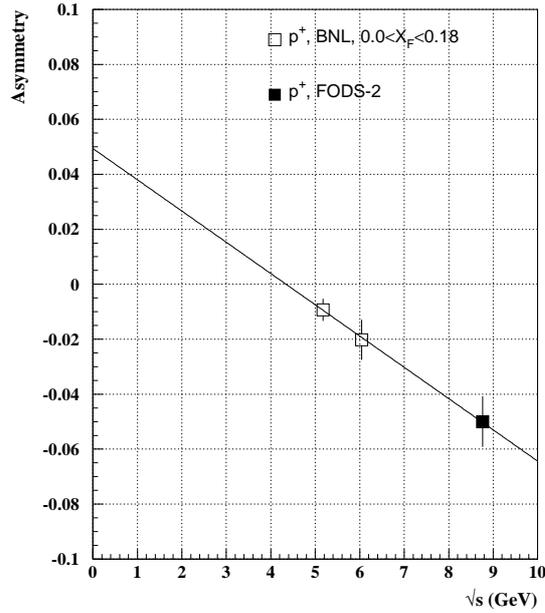


Рис. 2.6: A_N для протонов в зависимости от энергии реакции в с.ц.м. Данные экспериментов ФОДС-2 и BNL [42].

имеет меньшую систематику. Предсказания модели во многих случаях также лучше определены для отношений выходов частиц, чем для каждой из частиц в отдельности. В качестве примера асимметрии для отношений выходов частиц на рис. 2.7 показана односпиновая асимметрия для K^+/π^+ и K^-/π^- отношений. Для K^+/π^+ отношения A_N совместима с нулем, что и следовало ожидать, поскольку фрагментация жестко рассеянных валентных u -кварков является основным источником образования обоих мезонов [30]. Асимметрия отношения K^-/π^- увеличивается с ростом x_T и положительна для $x_T \geq 0,28$.

Как было показано выше, зависимость асимметрии A_N от x_T описывается, в пределах точности измерений, линейной функцией (2.5). Для изучения зависимости параметров A_0 и X_0 уравнения (2.5) от энергии мы аппроксимировали зависимость A_N от x_T линейной функцией для нескольких экспериментов в широком интервале энергий [42], [59], [60], [61]. Поскольку в некоторых экспериментах регистрировались только π^0 -мезоны, асимметрия A_N для них сравнивается ниже с усредненной (согласно партонной модели) асимметрией A_N для π^+ и π^- -мезонов, причем веса пропорциональны сече-

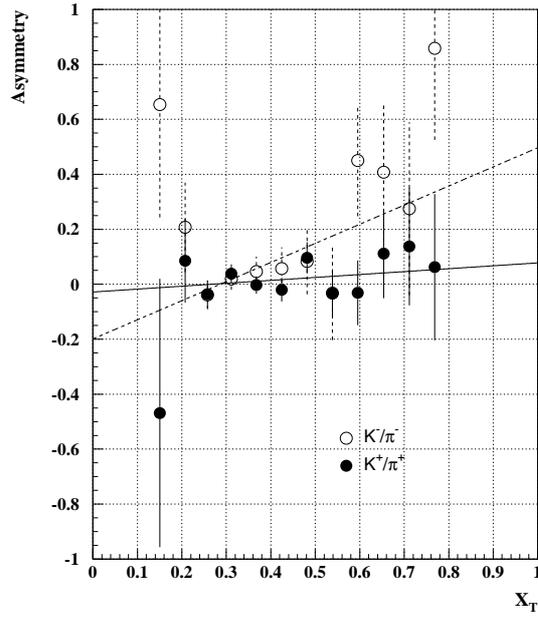


Рис. 2.7: Зависимость асимметрии от x_T для отношений выходов частиц K^+/π^+ и K^-/π^- . Сплошная линия показывает фит формулой (2.5) для K^+/π^+ , штриховая - для K^-/π^- .

ниям образования этих адронов [62]:

$$A_N(\pi^0) = \frac{A_N(\pi^+) \cdot R(x_T) + A_N(\pi^-)}{R(x_T) + 1}, \quad (2.7)$$

где $R(x_T)$ является отношением сечений образования для π^+ и π^- -мезонов. Полученные зависимости X_0 и A_0 от \sqrt{s} показаны на рис. 2.8 и 2.9 соответственно. Асимметрии для π^+ и π^- усреднены с весами, пропорциональными выходам этих частиц, согласно (2.7).

Зависимость X_0 от \sqrt{s} описывается выражением

$$X_0 = (0,0136 \pm 0,005)(33,8 \pm 5,4 - \sqrt{s/s_0}), \quad (2.8)$$

и также как и A_0 , уменьшается с увеличением энергии:

$$A_0 = (0,029 \pm 0,005)(21 \pm 2 - \sqrt{s/s_0}), \quad (2.9)$$

что означает уменьшение спиновых эффектов с ростом энергии, либо иную, более сложную зависимость от энергии. Заметим, что при энергии $\sqrt{s} \geq 21$ ГэВ параметр A_0 снова начинает расти по абсолютной величине с увеличением \sqrt{s} , а при $\sqrt{s} \geq 34$ ГэВ абсолютная величина X_0 может быть существенно меньше.

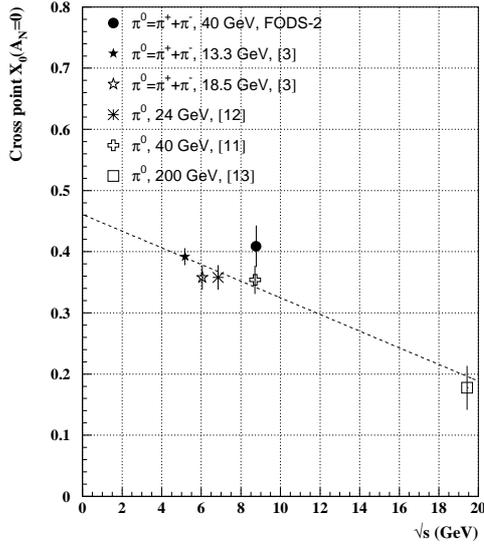


Рис. 2.8: Зависимость параметра X_0 в (2.5) от энергии реакции в с.ц.м. для π^0 [59, 60, 61] и $\pi^+ + \pi^-$ [42], ФОДС-2.

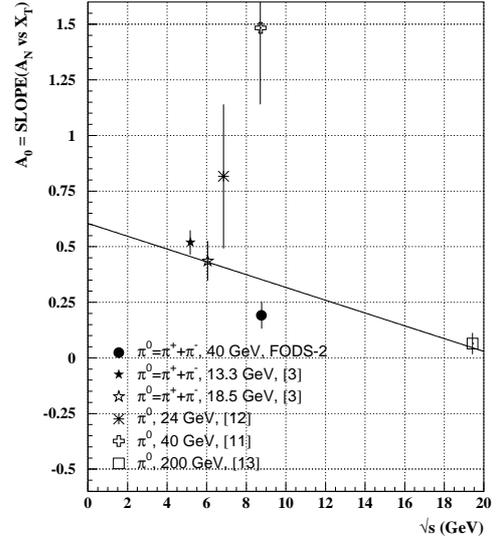


Рис. 2.9: Зависимость параметра A_0 в (2.5) от энергии реакции в с.ц.м. для π^0 [59, 60, 61] и $\pi^+ + \pi^-$ [42], ФОДС-2.

Одна из точек на рис. 2.9, полученная в эксперименте ПРОЗА-М [59], лежит значительно выше других точек, что возможно связано с использованием другого пучка (π^-) и поляризованной мишени. Разумеется, точная зависимость A_0 от энергии неизвестна, а линейное выражение (2.5) является лишь простейшей гипотезой.

Параметры аппроксимации формулой (2.5) данных, приведенных на рис. 2.2-2.7, представлены в табл. 2.1. Знак наклона (A_0) положительный для частиц, содержащих валентный u -кварк из налетающего поляризованного протона (для π^+ и K^+) или морские кварки (для K^- и \bar{p}). Для частицы, содержащей валентный d -кварк из налетающего протона (для π^-), знак наклона A_0 - отрицательный.

Интересно сравнить наблюдаемую зависимость параметра X_0 с предсказаниями теоретических моделей. Предсказания для A_N в центральной области были получены недавно в рамках модели Трошина и Тюрина [62]. Основную роль в модели играет орбитальный момент кварк-антикваркового облака во внутренней структуре составляющих кварков. Для поляризации составляющих кварков используются значения, предсказываемые в рамках

Таблица 2.1: Параметры аппроксимации (X_0 и A_0) данных уравнением (5) как функция энергии. Данные ФОДС-2 сравниваются с данными [42]

Эксперимент	адрон	Е (ГэВ)	X_0	A_0
ФОДС-2	π^+	40,0	$0,37 \pm 0,02$	$0,33 \pm 0,08$
ФОДС-2	π^-	40,0	$0,06 \pm 0,19$	$-0,08 \pm 0,05$
ФОДС-2	K^+	40,0	$0,35 \pm 0,04$	$0,46 \pm 0,16$
ФОДС-2	K^-	40,0	$0,32 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,25$
ФОДС-2	\bar{p}	40,0	$0,24 \pm 0,12$	$0,43 \pm 0,39$
[42]	π^+	13,3	$0,33 \pm 0,04$	$0,33 \pm 0,11$
[42]	π^+	18,5	$0,37 \pm 0,02$	$0,58 \pm 0,14$
[42]	π^-	13,3	$0,018 \pm 0,024$	$0,037 \pm 0,019$
[42]	π^-	18,5	$0,007 \pm 0,005$	$0,025 \pm 0,026$
ФОДС-2	K^+/π^+	40,0	$0,27 \pm 0,23$	$0,11 \pm 0,17$
ФОДС-2	K^-/π^-	40,0	$0,29 \pm 0,04$	$0,70 \pm 0,26$

SU(6)-модели, $P_U = 2/3$ и $P_D = -1/3$. Предсказания асимметрии для π^+ и π^- -мезонов сделаны для 70, 200 и 800 ГэВ в л.с.к. [62]. Эти предсказания, наряду с их экстраполяцией к энергии 40 ГэВ, показаны на рис. 2.10 как функция x_T . Предсказания сделаны для π^+ и π^- -мезонов при энергии 70, 200 и 800 ГэВ. Для энергии 40 ГэВ используется экстраполяция результатов расчетов из области более высоких энергий. Из рис. 2.10 видно, что значение x_T , соответствующее $A_N = 0$, уменьшается с ростом энергии, в согласии с (2.8), однако абсолютная величина параметра X_0 примерно в два раза меньше и соответствует фиксированному значению $p_T = 0,75$ ГэВ/с.

Сравнение данных ФОДС-2 и предсказаний модели [62] показано на рис. 2.11. Предсказания модели показаны пунктирной кривой для π^+ и штриховой — для π^- . Предсказания модели при 40 ГэВ находятся в качественном согласии с результатами данного эксперимента. Модель предсказывает рост $A_N(x_T)$, противоположный знак A_N для π^+ и π^- , и примерно в два раза меньшую абсолютную величину асимметрии для π^- в сравнении с π^+ , что является следствием предположения $P_U = 2/3$ и $P_D = -1/3$ в SU(6)-модели. Модель [62] предсказывает значительное увеличение параметра A_0 при росте

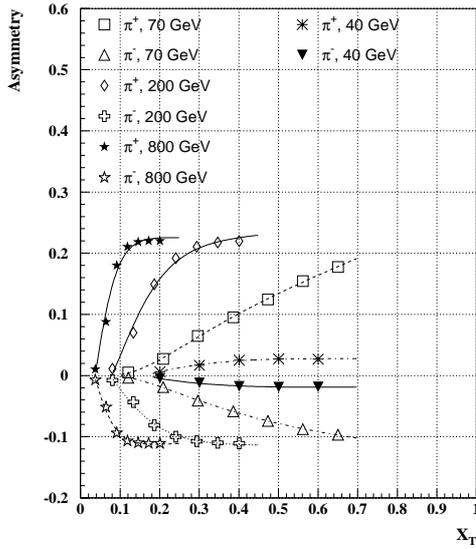


Рис. 2.10: Предсказания модели [62], использующей следующие из SU(6) кварковой модели поляризации валентных u и d кварков, для зависимости асимметрии A_N от x_T .

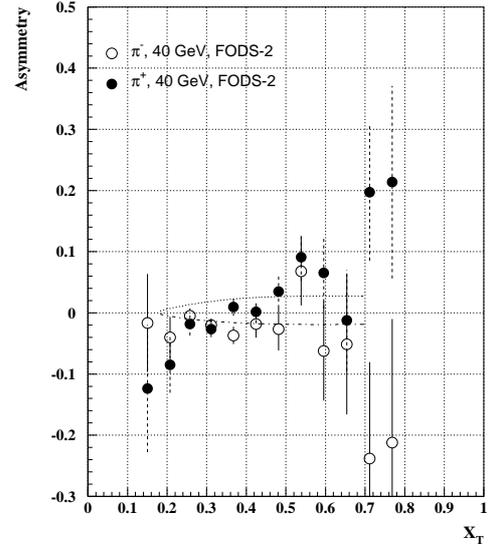


Рис. 2.11: Сравнение данных ФОДС-2 и экстраполяции предсказаний модели [62] к энергии 40 ГэВ. Данные по зависимости (A_N от x_T) показаны для π^+ и π^- -мезонов.

энергии, что находится в некотором противоречии с данными, показанными на рис. 2.8-2.9. Асимметрия A_N для π^0 -мезонов при 200 ГэВ очень мала [61], что возможно объяснить, если $P_U = -P_D$ и, следовательно, $A_N^{\pi^+} = -A_N^{\pi^-}$, что действительно наблюдается для данных при энергии 200 ГэВ и не наблюдается при 40 ГэВ и ниже.

2.5. Заключение

Выполнены первые измерения односпиновой асимметрии для π^\pm , K^\pm , p и \bar{p} при импульсе 40 ГэВ/с с использованием поляризованного протонного пучка и жидководородной мишени. Асимметрии для K^\pm и \bar{p} не измерялись до сих пор при энергиях выше 12 ГэВ. Асимметрии для π^\pm , K^\pm , \bar{p} показывают приближенную линейную зависимость от x_T и изменение знака вблизи 0,37. Знак наклона этой зависимости отрицательный для π^- и положительный — для других адронов, за исключением протонов. Для протонов наблюдается не зависящая от x_T отрицательная асимметрия, которая, как показало сравнение с данными других экспериментов, растет по абсолютной величине с

увеличением энергии.

Модель Трошина-Тюрина [62], использующая соотношения $SU(6)$ кварковой модели для поляризации валентных кварков, находится в качественном согласии с нашими данными для π -мезонов.

Возможно, значительное увеличение статистики (на фактор порядка 40) в будущих сеансах позволит нам сделать более определенное заключение о поведении асимметрий в широком диапазоне x_T и x_F .

Таблицы с измеренными односпиновыми асимметриями на водородной мишени поляризованными протонами приведены в приложении А. В табл. А.1 представлены данные по асимметрии A_N в реакциях образования π^+ и π^- -мезонов. В табл. А.2 представлены данные по асимметрии A_N в реакциях образования K^+ и K^- -мезонов. В табл. А.3 представлены данные по асимметрии A_N в реакциях образования протонов и антипротонов.

Глава 3. A_N в $p^\uparrow C(Cu)$ -соударениях для $\theta = 90$ мрад

Для выяснения механизма односпиновых эффектов и его исследования требуются высокоточные измерения в широком диапазоне энергий пучка, продольных и поперечных компонент импульса регистрируемых адронов. Такие измерения необходимо проводить для различных типов адронов в начальном и конечном состояниях. Существующие данные имеют в большинстве случаев довольно ограниченный диапазон указанных выше переменных.

В 2003 г. после модернизации системы приема данных были проведены два сеанса на поляризованном протонном пучке.

Измерения на установке ФОДС-2 при энергии пучка 40 ГэВ выполнены для шести типов вторичных адронов (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}) на двух ядерных мишенях (С и Cu). Ранее на этой же установке при меньшей статистике получены первые данные на водородной мишени [29]. Измерения на ядерных мишенях позволяют получить дополнительную информацию о спиновых эффектах. Во-первых, это другой состав мишени на уровне адронов (протоны и нейтроны) и на уровне кварков (u и d -кварки). Во-вторых, сравнение результатов на двух различных ядрах позволяет сделать выводы о влиянии размеров ядра на величину односпиновых эффектов, в том числе об эффектах перерассеяния и поглощения в ядре. Набор ядер используется в качестве анализатора пространственно-временной картины взаимодействия, подавляя либо выделяя события с определенными временами формирования. Эта особенность эксперимента может полезна для получения информации о связи процессов адронизации кварков и их поляризации. С методической точки зрения, измерения на твердотельных ядерных мишенях более предпочтительны, чем на жидководородной мишени, поскольку позволяют зарегистрировать больше событий (в 4 - 10 раз), а фон от взаимодействий пучка вне мишени оказыва-

ется существенно меньше.

Измерения 2003 г. выполнены в трех кинематических областях: при углах в л.с.к. между осью плеча и направлением пучка 90, 160 либо 230 мрад. В этой главе представлены данные только для угла 90 мрад, что соответствует углам 40° – 79° в с.ц.м. протон-нуклонных соударений [22]. Результаты для других кинематических областей и совместный анализ данных будут представлены в последующих главах.

3.1. Экспериментальная установка

Установка ФОДС-2 является двухплечевым магнитным спектрометром и создана для исследования процессов образования адронов с большими поперечными импульсами на протонном и π^- -мезонном пучках [29, 26, 17]. Схема установки показана на рис. 1.3. Её основные компоненты в 2003 г. были те же, что и в более ранних измерениях 1994 г. Дополнительно созданы пороговые черенковские счетчики, расположенные в зазорах спектрометрического магнита ФОДС-2. Основное изменение связано с созданием новой системы приема данных взамен устаревшей системы, основанной на ЭВМ HP2100A.

Ядерные мишени толщиной 10% от длины взаимодействия протонов располагались на дистанционно управляемом устройстве (турели) для их замены. Максимальное число устанавливаемых мишеней составляет 12, часть из них являются вспомогательными и могут использоваться для точного наведения пучка и других контрольных измерений. Каждая из ядерных мишеней имеет поперечные размеры 70x70 мм, что позволяет полностью перекрыть область прохождения пучка. Все мишени располагались на стандартных подложках из алюминия, находящихся на 35 мм ниже оси пучка.

3.2. Измерения

Энергия первичного протонного пучка была снижена до 60 ГэВ для экономии электроэнергии. Интенсивность поляризованного протонного пучка с

энергией 40 ГэВ при этом снижается незначительно по сравнению с рабочей энергией 70 ГэВ. С учетом повышения эффективности медленного вывода из У-70 (по сравнению с измерениями в 1994 г.) итоговая интенсивность поляризованного пучка значительно увеличилась, до $2,6 \times 10^7$ /цикл.

Измерения A_N выполнены при положении левого (если смотреть по пучку) плеча установки под углом 90 мрад по отношению к оси пучка. Поскольку магнитное поле в спектрометрическом магните отклоняет частицы в вертикальном направлении, то измеренные величины импульса и угла образования частицы коррелируют незначительно. Однако угловой аксептанс плеча зависит от импульса регистрируемой частицы, что приводит к уменьшению среднего полярного угла $\theta_{\text{см}}$ за счет его вертикальной компоненты, от 79° до 40° в с.ц.м. при увеличении импульса. Для увеличения импульсного диапазона принимаемых событий измерения проводились при двух величинах магнитного поля $B = 1,4$ Т и $B/2$, причем максимальная величина интеграла поля равна $B \cdot L = 4,2$ Т·м. Для уменьшения возможной систематики измерения проводились при двух знаках магнитного поля в магните ФОДС-2.

Для выравнивания статистики при различных импульсах измерения при фиксированном магнитном поле B проводились при двух порогах в адронном калориметре (5,5 и 12 ГэВ соответственно), а при поле $B/2$ величина порога составляла 2,5 ГэВ. Основная статистика (13×10^6 событий) была набрана на углеродной мишени, кроме того, $4,6 \times 10^6$ событий было получено на медной мишени (только при максимальном поле).

Измерения проводились со сменой знака поляризации пучка каждые 100 циклов У-70 (длительность цикла составляла 9,74 с) с целью минимизации влияния дрейфа параметров аппаратуры установки и пучка в ходе измерений.

Данные получены в областях ($0,6 \leq p_T \leq 2,5$ ГэВ/ c ; $0,0 \leq x_F \leq 0,7$) и ($1,1 \leq p_T \leq 2,5$ ГэВ/ c ; $0,1 \leq x_F \leq 0,7$) на углеродной и медной мишенях соответственно.

3.3. Обработка данных

Первый этап обработки состоит в отбраковке сбросов, не соответствующих заданным условиям, куда входит интенсивность пучка, длительность сброса, размеры и положение пучка на мишени и его поляризация, требования к мониторам, контролирующим пучок, и принимаемую за сброс информацию. Данный этап проходят 60% сбросов.

3.4. Реконструкция траектории частиц

Реконструкция траектории частицы после магнита осуществляется программой, использующей измеренные в дрейфовых камерах (ДК) координаты, результаты калибровки шкалы время-амплитудных преобразователей, скоростей дрейфа и времен задержки сигналов в ДК. Затем вводится поправка на угол поворота платформы с дрейфовыми камерами в горизонтальной плоскости (до нескольких мрад), которая позволяет совместить X -координату экстраполированной в мишень траектории с X -координатой пучка в центре мишени.

Для реконструкции импульса и углов вылета частицы из мишени, а также Z -координаты вершины взаимодействия, используется программа, учитывающая измерения координат пучковой частицы перед мишенью (сцинтилляционным годоскопом и ионизационными камерами) и реконструированную траекторию частицы после магнита.

Для обработки используются лишь те события (79%), в которых множественность в годоскопах лежит в пределах $1 \leq N_X + N_Y \leq 2$ и $1 \leq N_Y \leq 2$, где N_X и N_Y — множественности в годоскопах, которые измеряют горизонтальную (X) и вертикальную (Y) координаты соответственно. Анализ показал, что множественностям более двух соответствуют взаимодействия пучковой частицы в годоскопах. В случае несрабатывания X -плоскости годоскопа ($N_X = 0$) в качестве координаты X используется среднее значение этой координаты за сброс, которое измеряется ионизационной камерой. Для уменьше-

ния фона случайных срабатываний в годоскопах в каждом его канале измеряется время срабатывания, и в распределениях по времени выделяется пик истинных совпадений с триггером.

Программа использует табулированную информацию о магнитном поле и рассчитанную ранее по методу Монте-Карло связь между параметрами траектории на входе магнита и после него с импульсом и углами вылета из мишени. Точность измерения импульса частиц слабо зависит от величины импульса и составляет 2–3%.

Реконструкция траектории частицы, а также введение порога на сигнал с адронного калориметра позволяют подавить фон от электромагнитных и адронных ливней, образующихся в детекторах установки. Эффективность реконструкции траектории частиц в левом плече составила 67% и 76% при пороге в калориметре 5,5 и 12 ГэВ соответственно.

Для подавления фона от взаимодействий пучка с воздухом, с пучковыми годоскопами и с другим оборудованием вводятся пределы по Z -координате (вдоль пучка) вершины взаимодействия. Отбор событий по Z -координате, импульсу, углам вылета из мишени и множественностям в пучковых годоскопах проходят 44% событий.

3.5. Результаты

Результаты измерения анализирующей способности A_N , соответствующие номинальному углу поворота левого плеча 90 мрад для инклюзивных реакций

$$p^\uparrow + A \rightarrow h + X, \quad (3.1)$$

на углеродной и медной мишенях, показаны на рис. 3.1–3.3 и представлены в табл. В.1–В.6 для шести типов заряженных адронов (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}). Следует отметить, что впервые измерения односпиновой асимметрии были выполнены на ядерных мишенях, более тяжелых, чем дейтрон. В таблицах указан также средний угол образования частиц в с.ц.м. протон–нуклон для реакции на

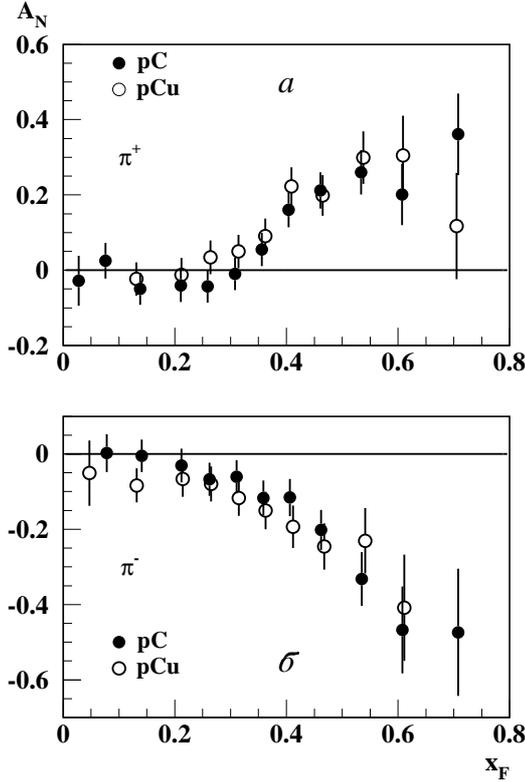


Рис. 3.1: Зависимости анализирующей способности от x_F для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ (б). Область измерений: $0,03 \leq x_F \leq 0,71$, $0,59 \leq p_T \leq 2,47$ ГэВ/с.

углеродной мишени, который уменьшается от 79° до 40° при увеличении p_T и коррелированной с p_T фейнмановской переменной $x_F = p_Z^{\text{cm}}/p_{\text{max}}^{\text{cm}}$, где p^{cm} – импульс адрона в с.ц.м.

3.5.1. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$

В табл. В.1 и на рис. 3.1а представлена зависимость A_N от x_F для реакций образования π^+ -мезонов на углеродной и медной мишенях. Зависимость $A_N(x_F)$ характеризуется быстрым ростом A_N до величины порядка 0,3 при $x_F = 0,55$. При $x_F \leq 0,3$ A_N совместима в пределах ошибок измерений с нулевой величиной. Положительная величина A_N при больших значениях переменной x_F наблюдалась ранее при энергиях 200 ГэВ [41] и 22 ГэВ [63].

Зависимость A_N от x_F для реакций образования π^- -мезонов на углеродной и медной мишенях показана рис. 3.1б и представлена в табл. В.2.

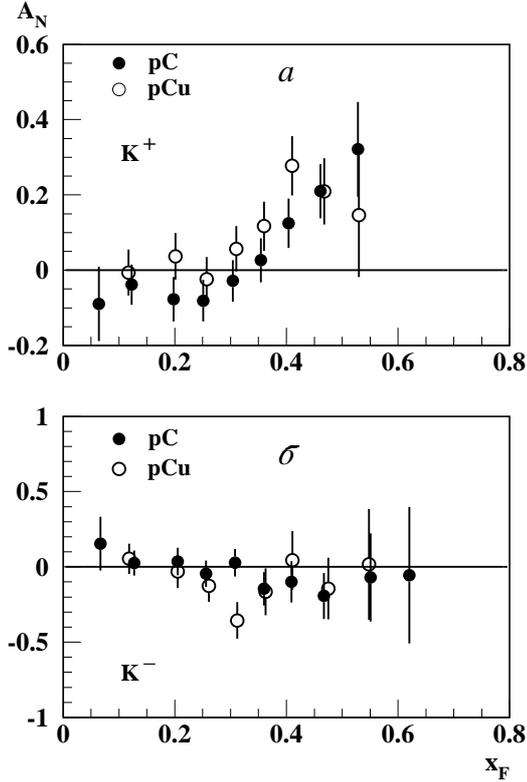


Рис. 3.2: Зависимости анализирующей способности от x_F для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ (б). Область измерений: $0,06 \leq x_F \leq 0,71$, $0,80 \leq p_T \leq 1,97$ ГэВ/с для K^+ и $0,06 \leq x_F \leq 0,53$, $0,79 \leq p_T \leq 2,16$ ГэВ/с для K^- .

Величина A_N имеет для π^- -мезонов отрицательный знак. Она растет по абсолютной величине при увеличении x_F , достигая значения -0,4 при $x_F = 0,55$, в согласии с данными при энергиях 200 ГэВ [41] и 22 ГэВ [63]. Зависимость A_N от массового числа A ядра мишени для π^\pm -мезонов незначительная.

3.5.2. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$

На рис. 3.2а и в табл. В.3 представлена зависимость A_N от x_F для реакций образования K^+ -мезонов в pC- и pCu-соударениях. Как и в случае π^+ -мезонов $A_N > 0$ и растет при $x_F \geq 0,3$, достигая величины порядка 0,2 при $x_F = 0,45$. Подобное поведение связано, возможно, с доминированием валентных поляризованных u -кварков в процессах образования π^+ - и K^+ -мезонов в области фрагментации поляризованного протона.

Величина A_N впервые измерена для K^- -мезонов при энергиях выше

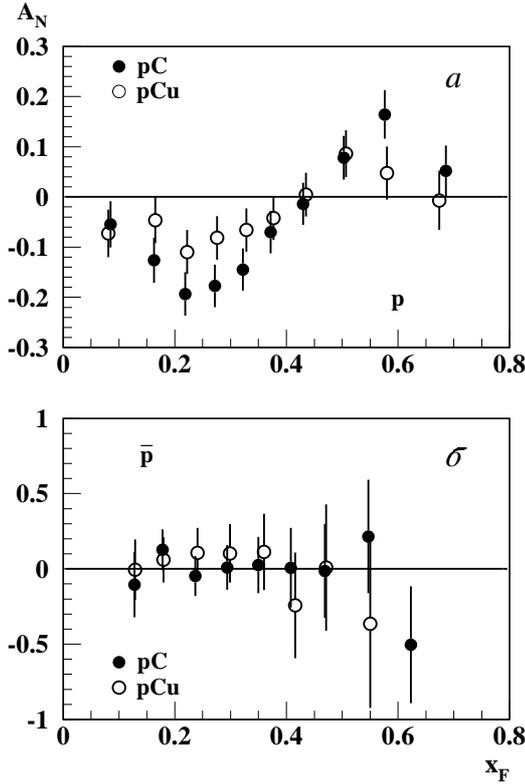


Рис. 3.3: Зависимости анализирующей способности от x_F для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ (а) и $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ (б). Область измерений: $-0,11 \leq x_F \leq 0,68$, $0,58 \leq p_T \leq 2,48$ ГэВ/с для протонов и $0,13 \leq x_F \leq 0,63$, $1,13 \leq p_T \leq 2,32$ ГэВ/с для антипротонов.

18,5 ГэВ [42]. На рис. 3.2б и в табл. В.4 показана зависимость A_N от x_F . В пределах экспериментальных ошибок A_N согласуется с нулевой величиной, что и ожидается в большинстве моделей, поскольку K^- -мезон не имеет валентных кварков, общих с валентными кварками поляризованного протона. Не наблюдается существенного различия в величине A_N в случае образования K^\pm на мишенях С и Сu.

3.5.3. A_N для реакции $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$

На рис. 3.3а и в табл. В.5 представлена зависимость A_N от x_F для реакций образования протонов в pC- и pCu-соударениях. Зависимость A_N от x_F весьма необычна. A_N осциллирует при увеличении x_F , с переходом от отрицательных значений в интервале $0,1 \leq x_F \leq 0,43$ к положительным величинам при $x_F \geq 0,43$, с последующим приближением к нулю при $x_F \approx 0,68$. Немно-

гочисленные данные других экспериментов были получены при более низких энергиях и $p_T \leq 1,2$ ГэВ/с и имеют незначительную асимметрию в указанной области [64, 42]. Данные на медной мишени показывают несколько меньшую асимметрию по сравнению с pC -данными.

3.5.4. A_N для реакции $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow \bar{p} + X$

На рис. 3.3б и в табл. В.6 представлена зависимость A_N от x_F для реакций образования антипротонов в pC - и pCu -соударениях. Как и в случае образования K^- -мезонов, A_N в образовании антипротонов согласуется, в пределах довольно больших ошибок измерений, с нулевой величиной. Антипротоны не имеют общих с поляризованным протоном кварков, что может быть причиной незначительной асимметрии. Ранее было известно единственное измерение A_N для антипротонов, выполненное на установке ФОДС-2 в $p^\uparrow p$ -соударениях в области малых x_F , где асимметрия также близка к нулю [29]. Данные на медной и углеродной мишенях согласуются в пределах экспериментальных неопределенностей.

3.6. Обсуждение результатов

В результате измерений односпиновой асимметрии заряженных адронов в области больших значений p_T и x_F на установке ФОДС-2 при энергии 40 ГэВ получены данные в неисследованной ранее кинематической области. Так, например, впервые была измерена A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow p + X$ в области $p_T \geq 1$ ГэВ/с и $0,1 \leq x_F \leq 0,7$, где A_N имеет значительную, осциллирующую с ростом x_F величину. Подобные осцилляции наблюдаются в ряде реакций, где измерялась поляризация образующихся гиперонов в соударениях неполяризованных адронов [40]. В области $x_F \leq 0,43$ ГэВ/с наблюдается сходство в поведении A_N для протонов и поляризации для Ξ^0 - и Ξ^- -гиперонов, как функций x_F . Величина A_N отрицательная, растет по абсолютной величине (табл. В.5) и затем, при $x_F > 0,43$ становится поло-

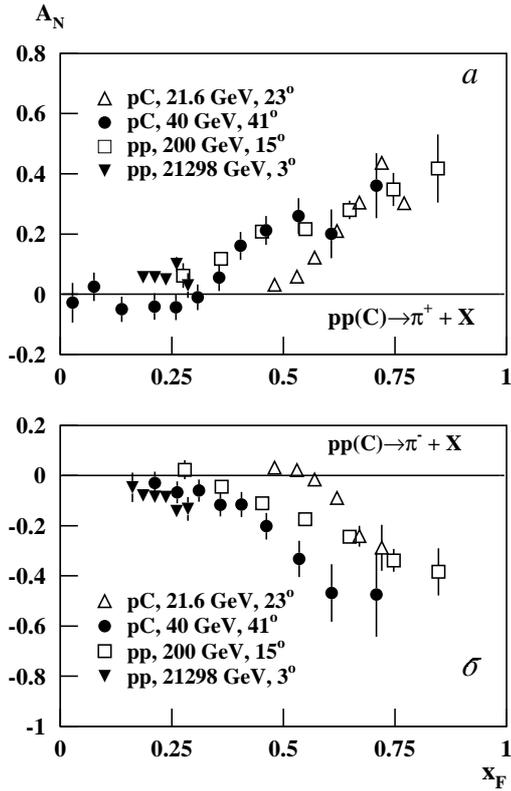


Рис. 3.4: Зависимости A_N от x_F при различных энергиях и углах образования адронов для реакций $p^\uparrow + p(C) \rightarrow \pi^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + p(C) \rightarrow \pi^- + X$ (б).

жительной.

В образовании адронов (K^- , \bar{p}) не имеющих в своем составе валентных кварков из поляризованного протона, не наблюдается заметной односпиновой асимметрии. Указанные выше особенности поведения A_N в образовании протонов, K^- и \bar{p} позволяют предположить, что односпиновая асимметрия достигает значительной величины лишь в области фрагментации поляризованных протонов, поляризованные кварки из которых должны переходить в наблюдаемые адроны. Данный механизм возникновения A_N (в результате фрагментации поляризованных кварков в адроны) качественно согласуется с поведением A_N в реакциях образования заряженных мезонов (π^\pm , K^+), которые имеют в своем составе валентные кварки из поляризованного протона. Данные ФОДС-2 сравниваются на рис. 3.4а и 3.4б с данными других экспериментов для реакций $p^\uparrow + C \rightarrow \pi^+ + X$ и $p^\uparrow + C \rightarrow \pi^- + X$ соответственно. Эксперименты выполнены при различных энергиях и углах образования ча-

стиц в с.ц.м. протон-нуклонных соударений.

Зависимость A_N для π^+ -мезонов от фейнмановской переменной x_F при эквивалентных энергиях пучка 22 ГэВ [63], 40 ГэВ, 200 ГэВ [41], и 21,3 ТэВ [65] показана на рис. 3.4*a*. Наблюдается рост A_N при увеличении x_F , причем при энергии 22 ГэВ этот рост начинается при больших значениях x_F и происходит быстрее, чем при более высоких энергиях. Заметим, что при эквивалентной энергии 21,3 ТэВ [65] ($\sqrt{s} = 200$ ГэВ) рост A_N начинается при меньших значениях x_F , чем это происходит при более низких энергиях.

На пороговый характер зависимости A_N от кинематических переменных указывается в работе [66], где высказывается предположение об универсальности величины пороговой энергии адрона $E_{\text{см}}^0$ в с.ц.м., при которой A_N начинает расти. Универсальность $E_{\text{см}}^0$ связывается с энергией возбуждения и диссоциации массивного валентного кварка на его составляющие. Однако совокупность имеющихся на сегодняшний день данных, включая данные коллайдера RHIC при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в Брукхейвене (BNL) [67, 65], указывает на зависимость $E_{\text{см}}^0$ от энергии реакции \sqrt{s} и, возможно, угла образования адрона $\theta_{\text{см}}$ в с.ц.м. [26].

Зависимость A_N от массового числа A ядра мишени оказалась незначительной и слабо меняющейся при увеличении x_F для большинства адронов, за исключением реакции образования протонов, для которой $\Delta A_N = |A_N(\text{Cu}) - A_N(\text{C})| \leq 0,1$ (для легких и средних ядер). Незначительная зависимость A_N от массового числа ядра мишени говорит в пользу происхождения односпиновой асимметрии адронов в результате фрагментации валентных поляризованных кварков протона, происходящей при высоких энергиях за пределами ядра [27]. Перерассеяние кварков в ядре не приводит к их поглощению, а лишь меняет их цвет [68], поэтому кварки приобретают лево-правую асимметрию, близкую к той, что наблюдается в $p^\dagger p$ -соударениях [63].

3.7. Заключение

В области фрагментации поляризованных протонов ($x_F > 0,35$) наблюдается большая односпиновая асимметрия для тех адронов (π^\pm, K^+, p), в состав которых входят поляризованные валентные u, d -кварки. Адроны, содержащие только морские кварки (K^-, \bar{p}), не имеют заметной односпинной асимметрии. Анализирующая способность протонов, впервые измеренная в области $p_T > 1$ ГэВ/с, меняет свой знак при увеличении кинематических переменных (p_T, x_F). Не наблюдается существенной зависимости A_N от массового числа ядра мишени для большинства адронов, за исключением, возможно, протонов. Указанные выше особенности поведения A_N как функции кинематических переменных, типа адронов и размера ядра, качественно согласуются с механизмом возникновения односпинной асимметрии в процессе фрагментации поляризованных валентных кварков.

Глава 4. A_N в $p^\uparrow C(Cu)$ -соударениях для $\theta = 160$ мрад

Большие поперечные односпиновые асимметрии, наблюдаемые в инклюзивных реакциях при соударении адронов высоких энергий [29, 41, 63, 42, 64], не получили до настоящего времени однозначного и общепринятого объяснения [26]. Возможно, происхождение односпиновых эффектов связано с взаимодействием кварков на больших расстояниях (конфайнментом) и явлением нарушения киральной симметрии в квантовой хромодинамике (КХД). Очень интересной в этом отношении является инстантонная модель [69, 70], учитывающая взаимодействие кварков с глюонным конденсатом. В результате этого взаимодействия кварки приобретают эффективную динамическую массу и значительный аномальный хромомангнитный момент.

Измерения односпиновой асимметрии в симметричном относительно направления пучка положении плеч установки ФОДС-2 позволили достичь максимальных на тот момент значений поперечных импульсов заряженных адронов [23]. Данная работа является продолжением цикла работ, выполненных на установке ФОДС-2 в двух сеансах 2003 года в трех кинематических областях, соответствующих углам 90, 160 и 230 мрад между осью плеча и направлением пучка в л.с.к. [22, 24]. В этой главе представлены только данные для номинального угла плеча 160 мрад, что соответствует углам образования π^\pm -мезонов $73^\circ - 94^\circ$ в с.ц.м. налетающего адрона и нуклона мишени [23]. Ниже будут приведены результаты для заряженных адронов ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$), образующихся в кинематической области, соответствующей большим поперечным импульсам (p_T) и небольшим положительным значениям фейнмановской переменной $x_F = p_Z^{\text{cm}}/p_{\text{max}}^{\text{cm}}$, где p^{cm} - импульс адрона в с.ц.м. налетающего адрона и нуклона мишени.

Ранее в этой же кинематической области были получены первые дан-

ные на водородной мишени [29]. Результаты измерений в области больших значений переменной x_F (угол плеча 90 мрад), а также подробное описание установки и процедуры обработки данных можно найти в [22]. Результаты измерений односпиновой асимметрии в задней полусфере (угол плеча 230 мрад) при небольших отрицательных значениях x_F будут представлены в следующей главе [24].

Измерения выполнены на двух ядерных мишенях (C и Cu) для выяснения возможного влияния размеров ядра на величину односпиновых эффектов [71]. Сравнение результатов pp- и pA-взаимодействий позволяет также оценить влияние кваркового состава мишени на величину односпиновой асимметрии. Полное понимание того, как ядерная среда влияет на фундаментальные степени свободы – кварки и глюоны, в настоящее время отсутствует, несмотря на многолетние исследования, проводимые практически во всех ускорительных центрах. Поляризационные измерения являются очень чувствительным инструментом, поэтому измерение односпиновой асимметрии образования адронов на ядрах, в принципе, может пролить свет на те вопросы, на которые до сих пор нет однозначного ответа.

4.1. Измерения

Измерения односпиновой асимметрии (A_N) выполнены при симметричном положении плеч спектрометра ФОДС-2 под углом 160 мрад по отношению к оси пучка. Для увеличения импульсного диапазона принимаемых событий измерения проводились при двух значениях величины магнитного поля, B и $B/2$, где $B = 3,4$ Т – максимальная величина поля. Также для уменьшения возможной систематики измерения проводились при двух знаках магнитного поля. Для выравнивания статистики при различных импульсах измерения проводились при двух порогах (5,5 и 12 ГэВ) в адронном калориметре. Основная статистика (22×10^6 событий) была набрана на углеродной мишени, кроме того, $4,4 \times 10^6$ событий было получено на медной мишени

(только при максимальном поле).

Данные получены в областях ($0,7 \leq p_T \leq 3,6$ ГэВ/ c , $-0,01 \leq x_F \leq 0,27$) и ($1,15 \leq p_T \leq 3,7$ ГэВ/ c , $-0,03 \leq x_F \leq 0,27$) на углеродной и медной мишенях соответственно.

4.2. Обработка данных

Реконструированная траектория частицы после спектрометрического магнита и координаты в пучковых годоскопах используются программой обработки для определения ее импульса, углов образования и Z-координаты вершины взаимодействия в мишени. Реконструированные события обрабатываются программой идентификации частиц в спектрометрах СКОЧ и пороговых черенковских счетчиках [22]. Интегральный поток протонов с поляризацией вверх (N^\uparrow) или вниз (N^\downarrow) измеряется ионизационной камерой. Координаты частиц, измеренные пучковыми годоскопами, используются для определения средних X- и Y-координат пучка для каждого сброса. Выравнивание средних координат пучка в каждой экспозиции с точностью 4 мкм (путем отбраковки сбросов на краях координатных распределений) позволило снизить возможную систематическую ошибку анализирующей способности до уровня $\epsilon = 0,04$. Основной вклад в ϵ вносит различие в углах падения пучковых протонов на мишень для двух знаков поляризации пучка. Заметный вклад в ϵ вносят также ошибка измерения интегрального потока протонов, различие в интенсивностях пучков, поляризованных вверх и вниз, и дрейф аппаратуры установки.

4.3. Вычисление анализирующей способности

Выходы частиц каждого сорта, нормированные на число протонов с поляризацией вверх (N^\uparrow) или вниз (N^\downarrow), вычисляются отдельно в левом (L) и правом (R) плечах установки. Анализирующая способность в левом плече

вычисляется по формуле

$$A_N^L = \frac{1}{P_B \cdot \cos \phi} \cdot \frac{N_L^\uparrow - N_L^\downarrow}{N_L^\uparrow + N_L^\downarrow}, \quad (4.1)$$

где P_B является средней поляризацией протонного пучка $(0, 39 \pm 0, 02)$, $\cos \phi$ – средний косинус азимутального угла образования частиц. Для правого плеча (R) знак асимметрии противоположный (4.1) [29].

Анализирующая способность определяется для каждой экспозиции с одинаковыми условиями измерений (величина и знак магнитного поля, порог по энергии в калориметре), а затем происходит усреднение результатов для двух плеч установки (L и R), разных экспозиций и двух сеансов. Усреднение результатов для двух плеч ФОДС-2 в симметричном положении установки позволяет уменьшить систематическую ошибку, связанную с вертикальным смещением пучка. В каждой экспериментальной точке (p_T, x_F) к статистической ошибке суммарной статистики добавлена квадратично систематическая ошибка $\epsilon = 0, 04$.

4.4. Результаты

Результаты измерения анализирующей способности A_N , соответствующие номинальному углу поворота каждого из плеч установки 160 мрад относительно направления пучка для инклюзивных реакций

$$p^\uparrow + A \rightarrow h + X, \quad (4.2)$$

на углеродной и медной мишенях показаны ниже на рисунках и представлены ниже в таблицах для шести типов заряженных адронов ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$). В таблицах указан также средний угол образования частиц в с.ц.м. для реакции на углеродной мишени, уменьшающийся при увеличении p_T и коррелированной с p_T переменной x_F .

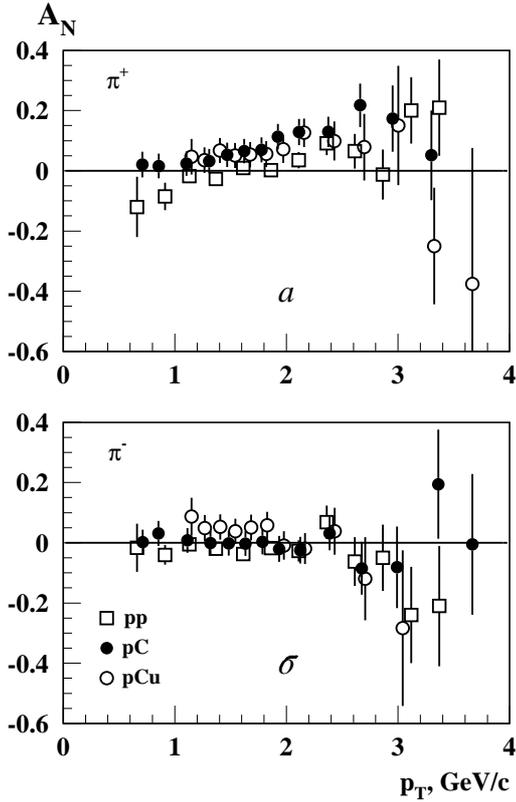


Рис. 4.1: Зависимости анализирующей способности от p_T для реакций $p^\uparrow + p(\text{C}, \text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$ (а) и $p^\uparrow + p(\text{C}, \text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ (б). Область измерений: $-0,01 \leq x_F \leq 0,27$, $0,71 \leq p_T \leq 3,65$ ГэВ/с.

4.4.1. A_N для реакций $p^\uparrow + \text{C}(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$

На рис. 4.1а и в табл. С.1 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования π^\pm -мезонов на углеродной и медной мишенях. Величина A_N растет при увеличении p_T линейно (в пределах точности измерений) в диапазоне $1 \leq p_T \leq 2,6$ ГэВ/с до величины порядка 16%. При $p_T \leq 1$ ГэВ/с A_N совместима в пределах ошибок измерений с нулевой величиной.

Следует отметить, что при увеличении p_T растет также среднее значение переменной x_F ввиду достаточно малого углового захвата каждого из плеч установки. Таким образом, рост A_N , показанный на рис. 4.1а, обусловлен, в основном, зависимостью анализирующей способности от x_F и гораздо более слабой в этой области зависимостью от p_T . В области выше $p_T \geq 2,6$ ГэВ/с ситуация, по-видимому, меняется, и более существенной является зависимость от p_T . Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже, на суммар-

ной статистике образования π^+ - и K^+ -мезонов на двух ядерных мишенях. Данные на двух ядерных мишенях (C и Cu), показанные на рис. 4.1а, не различаются в пределах экспериментальных ошибок, тогда как для данных на водородной мишени [29], полученных в той же кинематической области, величина A_N систематически ниже примерно на 0,05. Такое различие pp - и pA -данных может быть связано со значительным вкладом u -кварков из водородной мишени в центральной кинематической области, что приводит к дополнительному "разбавлению" A_N по сравнению со случаем ядерной мишени, где доля u -кварков ниже. В области фрагментации поляризованного протона значительного различия pp - и pA -данных не ожидается, поскольку вклад валентных кварков мишени здесь мал. Данные при энергии 22 ГэВ [63] подтверждают этот вывод.

Зависимость A_N от p_T для реакций образования π^- -мезонов на углеродной и медной мишенях показана рис. 4.1б и представлена в табл. В.2. Величина A_N для π^- -мезонов согласуется в пределах ошибок с нулевой величиной для pp - и pA -соударений. Слабая зависимость A_N от типа мишени в центральной области может указывать на значительный вклад глюонов в образование π^- -мезонов.

4.4.2. A_N для реакций $p^\dagger + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$

На рис. 4.2а и в табл. С.3 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования K^+ -мезонов в pC - и $p\text{Cu}$ -соударениях. Как и в случае π^+ -мезонов A_N положительна (при $p_T \geq 1,2$ ГэВ/с) и растет до величины порядка 0,16 при $p_T = 2$ ГэВ/с. При более высоких p_T дальнейший рост A_N прекращается.

Подобное поведение A_N связано, возможно, с доминированием валентных поляризованных u -кварков в процессах образования π^+ - и K^+ -мезонов в области малых положительных x_F . В пределах ошибок измерений не наблюдается систематической зависимости A_N от типа мишени (p, C, Cu).

Величина A_N впервые измерена для K^- -мезонов при энергиях выше

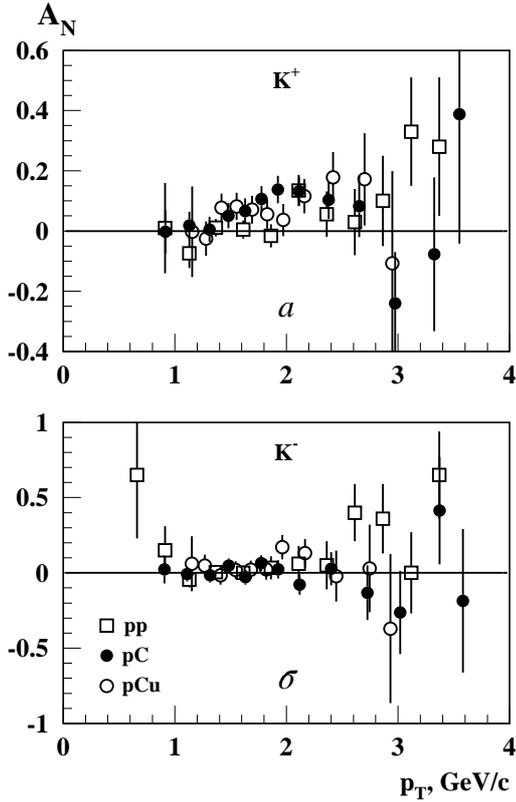


Рис. 4.2: Зависимости анализирующей способности от p_T для реакций $p^\uparrow + p(\text{C}, \text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + p(\text{C}, \text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ (б). Область измерений: $-0,02 \leq x_F \leq 0,28$, $0,96 \leq p_T \leq 3,55$ ГэВ/с для K^+ и $-0,03 \leq x_F \leq 0,29$, $0,96 \leq p_T \leq 3,58$ ГэВ/с для K^- .

18,5 ГэВ [42]. На рис. 4.2б и в табл. В.4 показана зависимость A_N от p_T . В пределах экспериментальных ошибок A_N согласуется с нулевой величиной, что и ожидается в большинстве моделей, поскольку K^- -мезон не имеет валентных кварков, общих с валентными кварками поляризованного протона. По этой же причине не наблюдается зависимости A_N от типа мишени. Равенство A_N нулю в диапазоне $1 \leq p_T \leq 2,4$ ГэВ/с, где точность измерений достаточно высока, свидетельствует об отсутствии существенной систематики в измерении анализирующей способности.

4.4.3. A_N для реакции $p^\uparrow + \text{C}(\text{Cu}) \rightarrow p + X$

На рис. 4.3а и в табл. С.5 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования протонов в $p\text{C}$ - и $p\text{Cu}$ -соударениях. В пределах точности измерений A_N не зависит от p_T и типа ядерной мишени и совместима с ну-

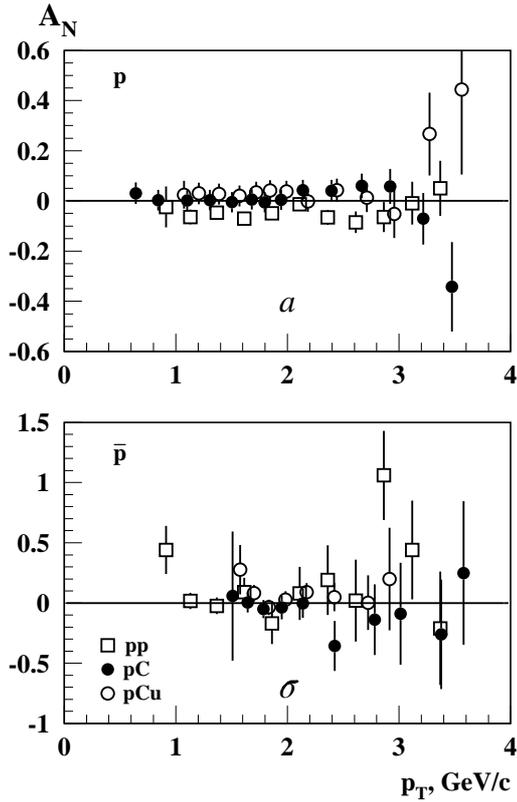


Рис. 4.3: Зависимости анализирующей способности от p_T для реакций $p^\uparrow + p(\text{C}, \text{Cu}) \rightarrow p + X$ (а) и $p^\uparrow + p(\text{C}, \text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ (б). Область измерений: $-0,14 \leq x_F \leq 0,26$, $0,64 \leq p_T \leq 3,49$ ГэВ/с для протонов и $0,0 \leq x_F \leq 0,23$, $1,57 \leq p_T \leq 3,38$ ГэВ/с для антипротонов.

левой величиной. Значение A_N в pp -соударениях примерно на 0,05 меньше, чем на ядерных мишенях.

Сравнение результатов измерений при меньших углах образования в с.ц.м. порядка 55° [22] и углах порядка 98° в данной работе (что соответствует $p_T \sim 1,3$ ГэВ/с) указывает на существенное возрастание спиновых эффектов при уменьшении угла $\theta_{\text{см}}$. Более детальное исследование A_N в области углов $\theta_{\text{см}} \leq 90^\circ$ поможет прояснить механизм происхождения односпиновых эффектов.

Данные других экспериментов получены при более низких энергиях и $p_T \leq 1$ ГэВ/с, либо при $\theta_{\text{см}} \geq 90^\circ$, где они имеют незначительную односпиновую асимметрию [63, 42, 64].

4.4.4. A_N для реакции $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$

На рис. 4.3б и в табл. С.6 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования антипротонов в pp -, pC - и $p\text{Cu}$ -соударениях. Как и в случае образования K^- -мезонов, A_N в образовании антипротонов совместима в пределах ошибок измерений с нулем. Антипротоны не имеют общих с поляризованным протоном кварков, и это может быть причиной незначительной односпиновой асимметрии, а также ее независимости от типа мишени. Ранее было известно единственное измерение A_N для антипротонов, выполненное на установке ФОДС-2 в $p^\uparrow p$ соударениях, где A_N также близка к нулю [29].

4.5. Обсуждение результатов

Измерения анализирующей способности в процессах инклюзивного образования адронов поперечно-поляризованным протонным пучком показали наличие значительной положительной величины A_N для π^+ - и K^+ -мезонов в области малых положительных значений $x_F \leq 0,27$ и $p_T \leq 3,6$ ГэВ/с. Указанные выше частицы образуются, в основном, при фрагментации поляризованных валентных u -кварков из налетающего протона. Поскольку A_N для π^+ - и K^+ -мезонов не отличаются в пределах ошибок измерений (рис. 4.1а и 4.2а), данные для этих двух частиц и двух мишеней (С и Cu) усреднены и показаны на рис. 4.4 в зависимости от p_T .

В области $1 \leq p_T \leq 2,6$ ГэВ/с наблюдается линейная зависимость от p_T , которая может быть аппроксимирована функцией $A_N = (0,081 \pm 0,017)(p_T - 0,81 \pm 0,20)$, где p_T измеряется в ГэВ/с. Выше $p_T^0 = 2,6$ ГэВ/с наклон становится отрицательным: $A_N = (-0,22 \pm 0,14)(p_T - 3,32 \pm 0,33)$. Результаты аппроксимации показаны на рис. 4.4 сплошной линией (для точек ниже p_T^0) и пунктирной линией (для точек выше p_T^0). Вероятность, что три точки с максимальными p_T на рис. 4.4 описываются сплошной линией с фиксированными параметрами, составляет 3,1% ($\chi^2 = 8,646$ для 3-х степеней свободы). Среднее значение A_N для p_T выше 2,7 ГэВ/с равно $0,024 \pm$

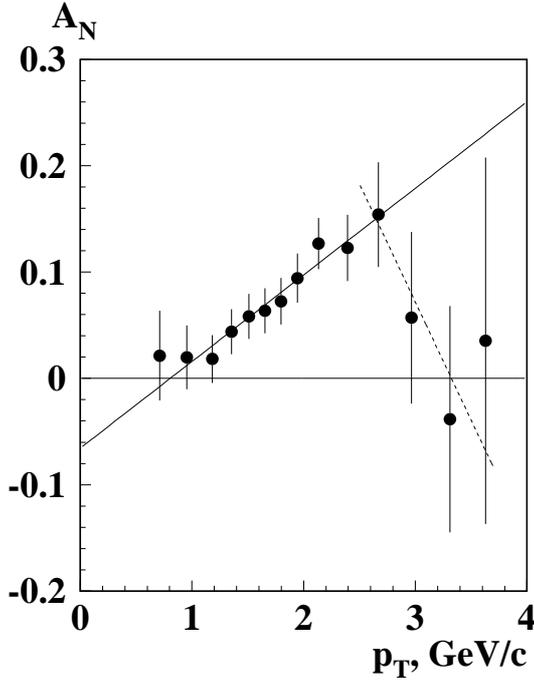


Рис. 4.4: Среднее значение анализирующей способности в зависимости от p_T для четырех реакций: $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+(K^+) + X$.

0,060, тогда как экстраполяция сплошной линией в точку $p_T = 3,3$ ГэВ/с дает величину порядка 0,2.

Рост $A_N(p_T)$ при умеренно больших $p_T \leq 1,2$ ГэВ/с, сменяющийся падением $A_N(p_T)$ в области $p_T \geq 1,2$ ГэВ/с, ожидается в инстантонной модели [72]. Положение максимума в зависимости A_N от p_T определяется размером инстантона в КХД вакууме. Ввиду недостаточной точности существующих данных при максимальных значениях $p_T \geq p_T^0$ планируются дальнейшие исследования в области больших поперечных импульсов, которые помогут проверить гипотезу о наличии (или отсутствии) максимума в зависимости $A_N(p_T)$ при $p_T = 2,6$ ГэВ/с.

Анализирующая способность для других адронов (π^- , K^- , p , \bar{p}) в области больших p_T и небольших положительных $x_F \leq 0,27$ незначительна. Для K^- и \bar{p} это естественно ожидать ввиду малости поляризации для морских кварков в протоне.

Анализирующая способность для π^- -мезонов близка к нулю. Это может быть результатом значительных вкладов в сечение в этой области глюонов и

u -кварков протонов пучка, что приводит к компенсации отрицательного вклада в A_N d -кварков. Вклад неполяризованных составляющих мишени также дает нулевую односпиновую асимметрию.

Нулевую анализирующую способность для протонов с $p_T \leq 1,7$ ГэВ/ c естественно связать с тем, что $x_F \leq 0$ в этой области, и здесь доминируют процессы фрагментации неполяризованных кварков мишени. В области более высоких p_T (соответствующих $x_F \geq 0$) наблюдается незначительная положительная величина A_N , совместимая с нулем в пределах существующих ошибок. Заметим, что при больших x_F при этих же значениях p_T наблюдается положительная анализирующая способность [22]. Таким образом, можно сделать вывод, что односпиновая асимметрия при заданном p_T возрастает при увеличении x_F (уменьшении угла образования). Подобную закономерность естественно ожидать, если основным механизмом происхождения односпиновой асимметрии является фрагментация поляризованных валентных кварков протонов пучка. Зависимость от массового числа ядра мишени для большинства реакций незначительная, что также согласуется с доминированием механизма фрагментации. Различие в величине A_N на разных мишенях (p, C, Cu) согласуется по порядку величины с предсказаниями модели, учитывающей нарушение цветовой прозрачности [71].

4.6. Заключение

Впервые получены данные по односпиновой асимметрии заряженных адронов при больших (до 3,6 ГэВ/ c) поперечных импульсах и небольших положительных значениях $x_F \leq 0,27$ в pC - и pCu -соударениях. В данной кинематической области только π^+ - и K^+ -мезоны обладают значительной и положительной анализирующей способностью, достигающей 16%. Получено первое указание на уменьшение A_N при поперечных импульсах выше 2,6 ГэВ/ c . Анализирующая способность для других адронов (π^- , K^- , p , \bar{p}) в указанной кинематической области незначительна. Также незначительна за-

зависимость A_N от массового числа ядра мишени, что естественно ожидать, если происхождение односпиновой асимметрии связано с фрагментацией поляризованных валентных кварков пучка. Обобщая, можно отметить, что для угла образования 160 мрад нулевая асимметрия A_N наблюдается для всех адронов, не содержащих валентные u -кварки из поляризованного протона.

Глава 5. A_N в $p^\uparrow C(Cu)$ -соударениях для $\theta = 230$ мрад

Односпиновые асимметрии (A_N) в адрон-адронных взаимодействиях имеют величину на несколько порядков больше, чем можно было бы ожидать согласно предсказаниям теории возмущений КХД [53]. Величина A_N слабо меняется в широком диапазоне изменения энергии реакции в с.ц.м. (\sqrt{s}), от 4,9 ГэВ в экспериментах с фиксированной мишенью [64, 42, 63, 29, 41] до 200 ГэВ на адронном коллайдере RHIC в BNL [67, 65]. Зависимость от других кинематических переменных, таких, как поперечный импульс (p_T), угол образования частиц в с.ц.м. (θ_{cm}) и фейнмановская переменная $x_F = p_Z^{\text{cm}}/p_{\text{max}}^{\text{cm}}$, где p^{cm} – импульс частицы в с.ц.м. налетающего адрона и нуклона мишени, оказывается более существенной и экспериментально исследована недостаточно подробно [26]. Знание детальной зависимости от кинематических переменных, а также от типа адронов A и h в реакциях

$$p^\uparrow + A \rightarrow h + X \quad (5.1)$$

может оказаться существенным при построении модели, адекватно описывающей всю совокупность имеющихся данных.

Данная работа завершает цикл исследований, выполненных на установке ФОДС-2 (эксперимент SERPUKHOV-175), в двух сеансах 2003 года. Импульс пучка составлял 40 ГэВ/с. Измерения выполнены в трех кинематических областях, соответствующих углам 90 [22], 160 [23] и 230 мрад [24] между осью плеча и направлением пучка в л.с.к. В настоящей работе представлены только данные для номинального угла плеча 230 мрад, что соответствует углам образования π^\pm -мезонов $95^\circ - 112^\circ$ в с.ц.м. налетающего протона и нуклона мишени. В работе приведены результаты измерений односпинной асимметрии для заряженных адронов ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$), образующихся в кинематической области, соответствующей большим поперечным импульсам (p_T) и

небольшим отрицательным значениям фейнмановской переменной x_F . Данные при отрицательных значениях переменной x_F и энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ указывают на совместимую с нулем величину A_N для заряженных пионов [65]. Модели, учитывающие корреляцию поляризации протона с поперечным импульсом кварка в функциях распределения (механизм Сиверса [73]), предсказывают значительную величину A_N при отрицательных значениях x_F и $\sqrt{s} \leq 20$ ГэВ, в то время как аналогичные корреляции в функциях фрагментации (механизм Коллинза [74]) приводят к незначительной, слабо зависящей от энергии A_N при $x_F < 0$ [75]. Таким образом, измерения A_N при отрицательных x_F и $\sqrt{s} \leq 20$ ГэВ оказываются чувствительными к механизму происхождения односпиновых асимметрий, и это является одной из причин интереса к области фрагментации неполяризованной мишени.

Данные, полученные в настоящем эксперименте при положительных x_F , указывают на уменьшение $|A_N|$ при уменьшении x_F или увеличении угла θ_{cm} при фиксированном p_T [22, 23].

Измерения выполнены на двух ядерных мишенях (C и Cu). Использование ядерных мишеней позволяет в 5 – 10 раз увеличить статистику при максимальных значениях $p_T \geq 2,5$ ГэВ/с. Измерения на нескольких ядрах интересны также с точки зрения выяснения возможного влияния ядерной среды на величину поляризационных эффектов [23, 71]. Для выяснения значения кваркового состава мишени желательно провести измерения анализирующей способности также на водородной и дейтериевой мишенях.

5.1. Постановка эксперимента

Измерения выполнены на вертикально поляризованном протонном пучке ускорителя ИФВЭ. Поляризованные протоны образуются при распадах на лету неполяризованных Λ -гиперонов. Смена знака поляризации пучка проходит в течение 30 с каждые 18 минут. Средний импульс поляризованных протонов составляет 40 ГэВ/с, импульсный разброс $\Delta p/p = \pm 4,5\%$, поля-

ризация пучка $P_B = 39 \pm 2\%$, интенсивность до 3×10^7 протонов за сброс. Подробное описание пучка, экспериментальной установки, условий измерений и процедуры обработки можно найти в [26, 22].

Анализирующая способность (A_N) измерялась правым (если смотреть по пучку) плечом поворотного магнитного двухплечевого спектрометра ФОДС-2 [17], располагавшимся под углом 230 мрад к оси пучка. Область переменных x_F и p_T , захватываемых плечом спектрометра, составляла $-0,25 \leq x_F \leq -0,05$ и $0,6 \leq p_T \leq 3,6$ ГэВ/с соответственно. Среднее значение x_F в каждом бине по p_T слабо зависит от величины поперечного импульса и составляет величину порядка $-0,07 \pm 0,01$.

В каждом плече спектрометра, после магнита, располагаются дрейфовые камеры для реконструкции траектории частицы, два сцинтилляционных счетчика и адронный калориметр для выработки триггера, спектрометр колец черенковского излучения и пороговый черенковский счетчик для идентификации адронов.

Перед ядерной мишенью толщиной 0,1 длины взаимодействия имеются две плоскости сцинтилляционных годоскопов (32 канала с шагом 3 мм на плоскость). Пучковые годоскопы используются для измерения координат поляризованных протонов в каждом событии и средних X - и Y -координат в течение сброса. Интенсивность пучка и его профили перед мишенью измеряются ионизационными камерами. Ионизационные профилометры используются также для настройки поляризованного пучка.

5.2. Вычисление анализирующей способности

Для уменьшения систематических погрешностей измерения анализирующей способности проводились при двух полярностях и при двух значениях величины поля ($\pm B$ и $\pm B/2$) в анализирующем магните.

Анализирующая способность вычислялась по формуле

$$A_N^L = \frac{-1}{P_B \cdot \cos \phi} \cdot \frac{N_R^\uparrow - N_R^\downarrow}{N_R^\uparrow + N_R^\downarrow}, \quad (5.2)$$

где P_B является средней поляризацией протонного пучка (39%), $\cos \phi$ - средний азимутальный угол образования частиц, N_R^\uparrow и N_R^\downarrow - выходы частиц каждого сорта в правом (R) плече, нормированные на число протонов с поляризацией вверх (\uparrow) и вниз (\downarrow) соответственно.

Анализирующая способность (A_N) для каждой экспозиции, соответствующей заданным значениям величины магнитного поля, его знака и порога по энергии, выделенной в калориметре, определялась независимо. Полученные величины A_N усреднялись, с учетом их статистических ошибок, отдельно для углеродной и медной мишеней. К статистической ошибке суммарной статистики в каждой точке (p_T, x_F) добавлена квадратично систематическая ошибка $\epsilon = 4\%$, связанная с неопределенностью в углах падения пучка на мишень, с точностью измерения его интенсивности и дрейфом пучка и аппаратуры в процессе измерений.

5.3. Результаты

Результаты измерения анализирующей способности A_N , соответствующие номинальному положению правого плеча ФОДС-2 под углом 230 мрад для инклюзивных реакций (5.1) на углеродной и медной мишенях, показаны ниже на рисунках и представлены в таблицах для шести типов заряженных адронов ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$). В таблицах указан также средний угол образования частиц в с.ц.м. для реакции на углеродной мишени, который уменьшается от 112 до 95° при увеличении p_T .

5.3.1. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$

На рис. 5.1a и в табл. D.1 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования π^+ -мезонов на углеродной и медной мишенях. Имеется

указание (на уровне трех стандартных отклонений) на наличие максимума $A_N(p_T)$ при $p_T \approx 1,9$ ГэВ/с, где A_N достигает величины порядка 0,14. Вне области $1,4 \leq p_T \leq 2,3$ ГэВ/с A_N совместима с нулем в пределах ошибок измерений. Среднее значение A_N в указанной выше области по p_T (вблизи возможного максимума) составляет $0,072 \pm 0,024$ и $0,076 \pm 0,025$ для pC - и pCu -взаимодействий соответственно.

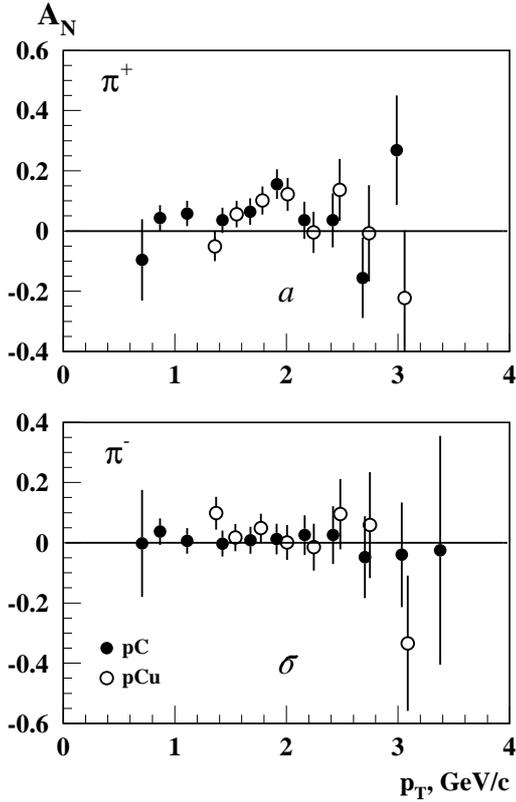


Рис. 5.1: Зависимости A_N от p_T для реакций $p^\dagger + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$. Область измерений: $-0,09 \leq x_F \leq -0,06$, $0,71 \leq p_T \leq 3,0$ ГэВ/с для π^+ и $-0,09 \leq x_F \leq -0,06$, $0,71 \leq p_T \leq 3,4$ ГэВ/с для π^- .

Зависимость A_N от p_T для реакций образования π^- -мезонов на углеродной и медной мишенях показана рис. 5.1б и представлена в табл. D.2. Величина A_N для π^- -мезонов совместима с нулем во всей исследованной области по p_T . Среднее значение A_N в области $0,7 \leq p_T \leq 3,4$ составляет $0,012 \pm 0,018$ и $0,032 \pm 0,023$ для pC - и pCu -взаимодействий соответственно. Следует отметить, что A_N для π^- -мезонов близка к нулю также при положительных значениях $x_F \leq 0,3$ [22, 23], что объясняется, возможно, значительным вкла-

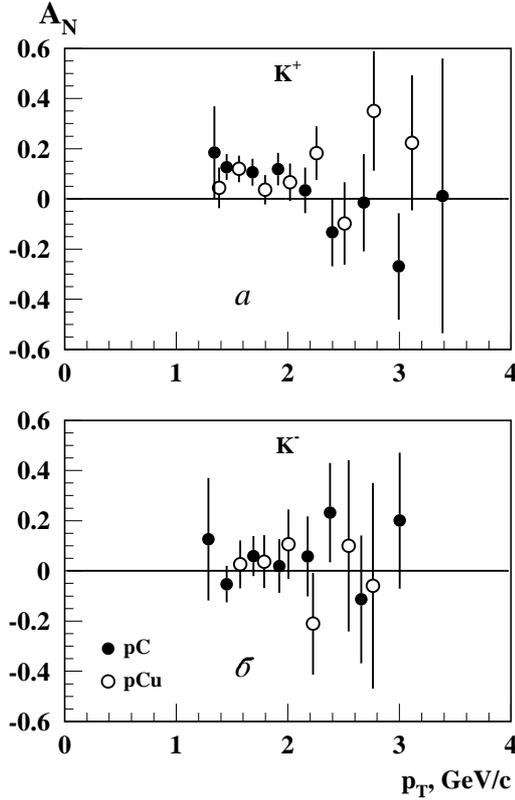


Рис. 5.2: Зависимости A_N от p_T для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$. Область измерений: $-0,13 \leq x_F \leq -0,07$, $1,34 \leq p_T \leq 3,39$ ГэВ/с для K^+ и $-0,12 \leq x_F \leq -0,07$, $1,29 \leq p_T \leq 3,02$ ГэВ/с для K^- .

дом u -кварков и глюонов, компенсирующих в этой области отрицательный вклад в A_N d -кварков.

Зависимость A_N от массового числа A ядра мишени для π^\pm -мезонов оказалась незначительной.

5.3.2. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$

На рис. 5.2а и в табл. D.3 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования K^+ -мезонов в pC - и $p\text{Cu}$ -соударениях. Как и в случае π^+ -мезонов, A_N положительна при $p_T \leq 2,3$ ГэВ/с, что связано, видимо, со значительным вкладом валентных поляризованных u -кварков в процессах образования π^+ - и K^+ -мезонов в этой области. Среднее значение A_N в области $1,3 \leq p_T \leq 3,4$ составляет $0,108 \pm 0,030$ и $0,089 \pm 0,033$ для pC - и $p\text{Cu}$ -взаимодействий соответственно.

На рис. 5.2*б* и в табл. D.4 показана зависимость A_N от p_T для K^- -мезонов. В пределах экспериментальных неопределенностей значение A_N согласуется с нулевой величиной, что и ожидается в большинстве моделей, поскольку K^- -мезон не имеет валентных кварков, общих с валентными кварками поляризованного протона, а морские кварки поляризованы незначительно [76]. Среднее значение A_N в области $1,3 \leq p_T \leq 3,1$ ГэВ/ c составляет $0,028 \pm 0,043$ и $0,017 \pm 0,057$ для pC - и pCu -взаимодействий соответственно. Не наблюдается существенного различия в величине A_N для ядер C и Cu в случае образования K^\pm -мезонов.

5.3.3. A_N для реакций $p^\uparrow + C(Cu) \rightarrow p(\bar{p}) + X$

На рис. 5.3*а* и в табл. D.5 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования протонов в pC - и pCu -соударениях. В пределах точности измерений A_N не зависит от p_T и массового числа ядра мишени и совместима с нулевой величиной. Среднее значение A_N в области $0,6 \leq p_T \leq 3,4$ ГэВ/ c составляет $0,020 \pm 0,016$ и $0,008 \pm 0,018$ для pC - и pCu -взаимодействий соответственно. Заметим, что среднее значение x_F при заданном p_T , ввиду большой массы протона, значительно более смещено в отрицательную область, чем в случае π^\pm -мезонов. Измерения на двух мишенях согласуются между собой.

Данные других экспериментов, измеренные, как правило, при $p_T \leq 1$ ГэВ/ c , либо в области отрицательных x_F , имеют незначительную величину A_N [64, 42, 63]. Данные, полученные в области больших x_F и p_T , показывают значительную, меняющую свой знак односпиновую асимметрию [22].

На рис. 5.3*б* и в табл. D.6 представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования антипротонов в pC - и pCu -соударениях. Как и в случае образования K^- -мезонов, A_N в образовании антипротонов совместима в пределах довольно значительных ошибок измерений с нулем. Антипротоны не имеют общих с поляризованным протоном кварков, и это может объяснять незначительную величину наблюдаемой односпиновой асимметрии. В дру-

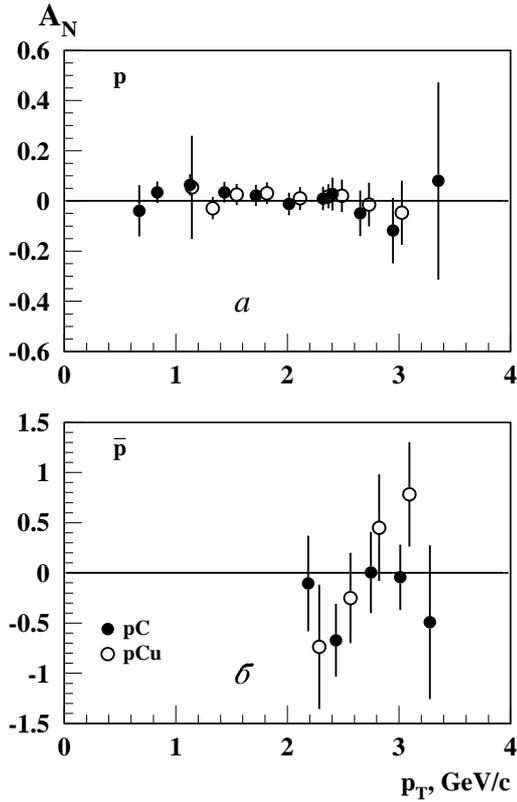


Рис. 5.3: Зависимости A_N от p_T для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p(\bar{p}) + X$. Область измерений: $-0,25 \leq x_F \leq -0,10$, $0,67 \leq p_T \leq 3,35$ ГэВ/с для протонов и $-0,13 \leq x_F \leq -0,09$, $2,19 \leq p_T \leq 3,28$ ГэВ/с для антипротонов.

гих кинематических областях величина A_N для антипротонов также близка к нулю [29, 22, 23]. Среднее значение A_N в области $2,1 \leq p_T \leq 3,3$ ГэВ/с составляет $-0,23 \pm 0,18$ и $0,09 \pm 0,26$ для pC - и pCu -взаимодействий соответственно. Данные на медной и углеродной мишенях согласуются между собой в пределах экспериментальных неопределенностей.

5.4. Обсуждение результатов

Проведенные на установке ФОДС-2 измерения показали наличие значительной односпиновой асимметрии в образовании поляризованных заряженных адронов при положительных значениях переменной x_F [22, 23]. В области отрицательных значений x_F величина A_N для большинства адронов близка к нулю, и только для π^+ - и K^+ -мезонов A_N представляет собой положительную величину. Требуются дальнейшие исследования в области отрицатель-

ных значений x_F для подтверждения наблюдаемого эффекта. Интересно, что для π^- -мезонов A_N совместима с нулем уже при углах образования частиц $\theta_{\text{см}} \geq 73^\circ$ [23], тогда как для π^+ -мезонов $A_N > 0$ при $\theta_{\text{см}} \leq 103^\circ$. Таким образом, можно говорить о наличии порогового угла $\theta_{\text{см}}$ для π^- -мезонов, ниже которого A_N отлична от нуля (при энергии пучка 40 ГэВ). Различие в величине предельного угла $\theta_{\text{см}}$ для π^+ - и π^- -мезонов может быть связано с различием свойств (прежде всего масс) u - и d -кварков, поскольку они вносят основной вклад в образование π^+ - и π^- -мезонов соответственно.

Подводя итоги измерений односпиновой асимметрии в сеансе 2003 г. (работы [22, 23, 24]), отметим наиболее важные результаты.

Для адронов, содержащих валентные кварки, общие с кварками поляризованного пучка (π^\pm , K^+ , протоны), наблюдается значительная величина A_N , которая уменьшается по абсолютной величине при увеличении угла образования частиц в с.ц.м.

Для π^+ -мезонов A_N достигает максимума при p_T порядка 1,9 – 2,7 ГэВ/с и A_N имеет тенденцию уменьшения до нуля при $p_T > 2,7$ ГэВ/с. Положение максимума A_N зависит от угла образования π^+ -мезонов в с.ц.м.

В реакциях образования протонов на ядрах значительная величина A_N наблюдается лишь в области $p_T \geq 1,2$ ГэВ/с и $\theta_{\text{см}} \leq 70^\circ$. То есть здесь также имеется предельный угол в с.ц.м., выше которого $A_N \approx 0$. Результаты других экспериментов были получены вне этой области и совместимы с нулевой величиной A_N [64, 42, 63].

Односпиновая асимметрия адронов (антипротоны и K^- -мезоны), в состав которых не входят валентные u -кварки из поляризованного протона, при угле регистрации 230 мрад равна нулю, в пределах точности измерений. Равенство $A_N = 0$ можно также интерпретировать, как следствие малой степени поляризации морских кварков в протоне [76]. Уточнение этих измерений на большей статистике может выявить в будущем небольшую односпиновую асимметрию, связанную с поляризацией морских кварков.

Зависимость односпиновых асимметрий от массового числа ядра ми-

шени для большинства типов адронов оказалась незначительной. Только в образовании протонов наблюдается небольшое уменьшение $|A_N|$ при переходе к более тяжелой мишени. Отметим, что поляризация вторичных протонов в соударениях неполяризованных протонов с протонами и ядрами также зависит от типа мишени [77]. Поскольку в настоящем эксперименте и в других экспериментах не было измерений на тяжелых ядрах (Sn, W, Pb), представляет интерес проведение таких исследований при одновременном уменьшении статистической и систематической погрешностей измерений. Это может позволить выявить тонкие эффекты, связанные с процессом образования адронов, и, в частности, с явлением цветовой прозрачности ядер [71].

5.5. Заключение

В области небольших отрицательных значений x_F наблюдается положительная асимметрия для π^+ - и K^+ -мезонов при $p_T \approx 1,9$ ГэВ/с. Зависимость от массового числа ядра мишени оказалась незначительной. Измерения при трех значениях угла образования адронов, выполненные в настоящем эксперименте, и измерения при различных углах и энергиях, выполненные в других экспериментах, указывают на связь кваркового состава наблюдаемых адронов (наличие в них кварков из поляризованного протона) с величиной и знаком односпиновых эффектов. Для адронов, не имеющих общих с поляризованным протоном кварков, односпиновая асимметрия совместима с нулем. Влияние размеров ядра мишени на величину односпиновой асимметрии оказалось незначительным для большинства типов адронов. Различие в величине предельных углов образования π^+ - и π^- -мезонов, выше которых $A_N \approx 0$, указывает на возможное различие свойств u - и d -кварков в сильных взаимодействиях, что более существенно проявляется при энергии настоящего эксперимента, чем при более высоких энергиях.

Глава 6. Модели поляризационных явлений

В настоящей главе рассматриваются различные модели, предложенные для объяснения односпиновых поляризационных данных, в том числе и созданная автором модель хромомагнитной поляризации кварков (МХПК). Исторически первыми моделями, предложенными для объяснения больших поляризационных эффектов во взаимодействиях адронов, были модели, использующие полуклассические механизмы. Их отличает наглядность и относительная простота уравнений, описывающих поляризационные явления. Еще один из подходов основан на модели Редже полюсов [78, 79, 80]. Обзор этих моделей можно найти в [81]. Обзоры экспериментальных данных по односпиновым эффектам в адрон-адронных соударениях представлены в работах [26, 32, 40, 55, 81, 82, 83, 84].

Другая группа моделей предполагает факторизацию пертурбативных и непертурбативных факторов. Жесткое рассеяние партонов (кварков и глюонов) описывается в таких моделях в рамках теории возмущений КХД. Мягкие процессы (с небольшой передачей импульса) учитываются, например, через введение структурных функций и функций фрагментации партонов в адроны, которые находятся из эксперимента и учитывают предсказываемую из теории эволюцию этих функций при изменении переданного импульса.

6.1. Механизмы Сиверса и Коллинза

В настоящее время наиболее широко обсуждаемыми механизмами, предложенными для объяснения рассматриваемых поляризационных эффектов, являются механизмы Сиверса [73] и Коллинза [74]. В основе этих подходов лежит предположение о существовании зависящих от спина и поперечного импульса функций распределения кварков (TMD) [73] в поляризованном про-

тоне, либо функций фрагментации поляризованных кварков в адроны [74]. В каждой из этих моделей подразумевается наличие корреляции между направлением спина и поперечным импульсом. Современное состояние моделей обсуждается в [13, 85, 86, 87, 88, 89]. На рис. 6.1 показаны данные эксперимента BRAHMS для π^\pm при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [90]. Заштрихованные полосы показывают «полосу статистической неопределенности» при вариации параметров модели, используемых для извлечения функции Сиверса из данных по глубоконеупругим полуинклюзивным процессам [91]. Данные STAR для π^0 при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [92] показаны на рис. 6.2. На рис. 6.3 показаны

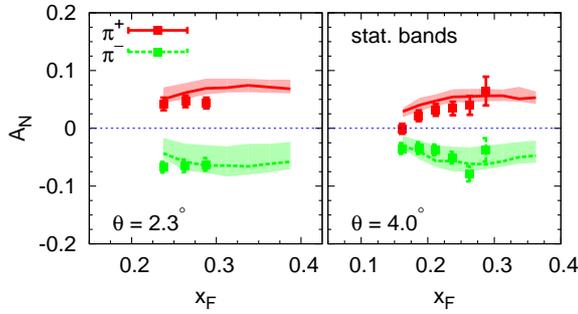


Рис. 6.1: Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$, из работы [91].

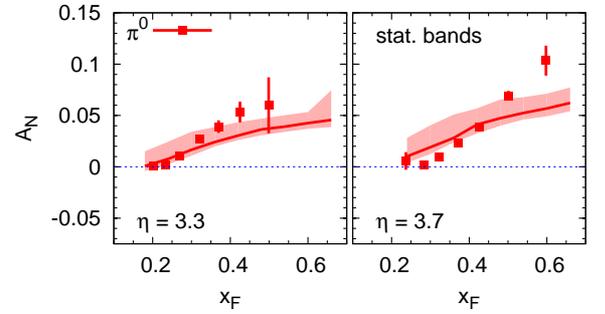


Рис. 6.2: Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из работы [91].

данные BRAHMS по A_N для K^\pm [90]. Из рис. 6.1, 6.2 и 6.3 сделан вывод, что

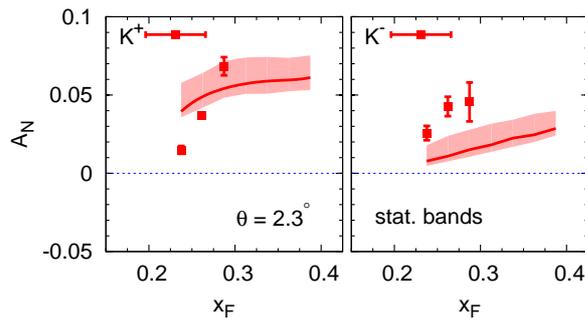


Рис. 6.3. Зависимость $A_N(x_F)$ для K^\pm , из работы [91].

для π^\pm асимметрия может быть описана одним механизмом Сиверса, тогда как для π^0 и K^\pm этого механизма недостаточно.

Отдельного рассмотрения заслуживают предварительные данные STAR для π^0 при энергии $\sqrt{s} = 500$ ГэВ [93]. Они сравниваются на рис. 6.4 и

6.5 с предсказаниями механизмов Сиверса и Коллинза соответственно [91]. Асимметрия $A_N(p_T)$ оказалась больше, чем предсказывают каждый их двух механизмов в отдельности. Авторы предполагают, что в сумме два механизма смогут описать эти данные, которые впервые измерены при столь больших значениях поперечного импульса.

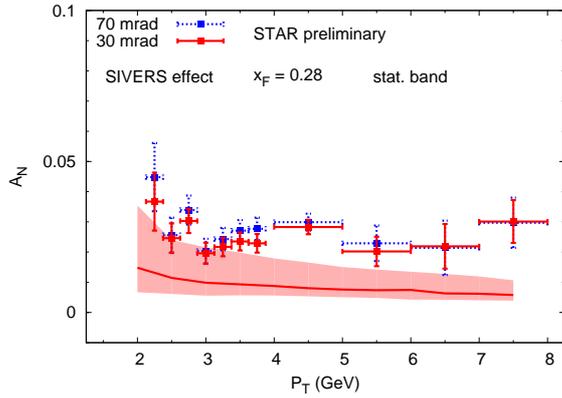


Рис. 6.4: Зависимость $A_N(p_T)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из работы [91].

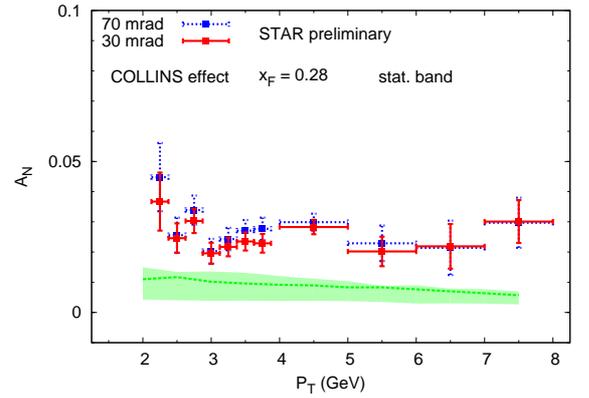


Рис. 6.5: Зависимость $A_N(p_T)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из работы [91].

Другой механизм генерации односпиновых асимметрий был предложен Ефремовым и Теряевым в 1982 г. [94, 95, 96]. В нем рассматривается, в рамках коллинеарной кинематики, вклад твист-3, учитывающий эффекты кварк-глюонных корреляций. В дальнейшем этот подход развивался также в других работах, например в [97, 98]. Особенностью указанных выше механизмов является зависимость от поперечного импульса вида $A_N \propto 1/p_T$, что характерно для вкладов высших твистов. Экспериментальные данные при достигнутых на сегодняшний день поперечных импульсах не указывают на значительное уменьшение $A_N(p_T)$ при увеличении p_T .

6.2. Берлинская модель вращающихся кварков

Модель вращающихся валентных кварков в поляризованном протоне (Берлинская модель) была предложена для объяснения происхождения односпиновой асимметрии в образовании пионов и поляризации Λ -гиперонов [99, 100, 101, 102]. Орбитальное вращение кварков происходит вокруг оси по-

ляризации протонов, причем u - и d -кварки вращаются в противоположных направлениях, что связано с их поляризацией и волновой функцией протона. Взаимодействие происходит вблизи фронтальной поверхности сталкивающихся адронов, так что образовавшийся пион приобретает дополнительный поперечный импульс при рекомбинации с морским антикварком из мишени. Модель дает качественное описание односпиновой асимметрии, однако ничего не говорит о поляризации антигиперонов.

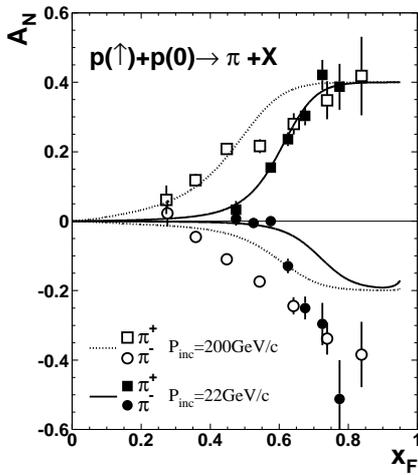


Рис. 6.6: $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$, из [102]. $\Delta u_v(x|tr) = (2/3)u_v(x)$ и $\Delta d_v(x|tr) = (-1/3)d_v(x)$.

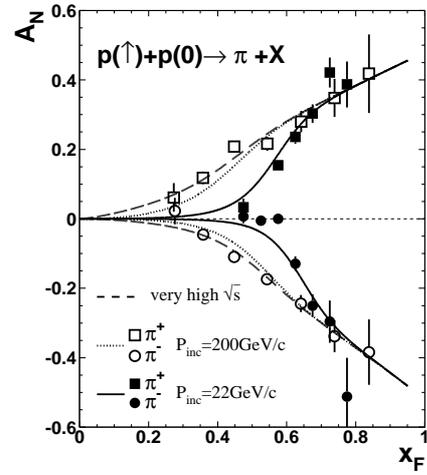


Рис. 6.7: $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$, из [102]. $\Delta u_v(x|tr) = 0.8xu_v(x)$ и $\Delta d_v(x|tr) = -0.87x^{1.5}d_v(x)$.

На рис. 6.6 и 6.7 показаны данные экспериментов E704 [41, 58, 103, 104, 105] и E925 [63] при энергиях 200 и 22 ГэВ в л.с.к., которые сравниваются с двумя вариантами параметризации данных E704. Первый из них предполагает пропорциональность зависящей от спина функции $\Delta q_v(x|tr)$ распределению соответствующих валентных кварков, с коэффициентом пропорциональности согласно SU(6). Во втором, модернизированном варианте, на рис. 6.7 предполагается более симметричное распределение $\Delta q_v(x|tr)$ для u и d кварков. Данные на рис. 6.6 и 6.7 свидетельствуют о сильной зависимости A_N от энергии, а также о хорошем описании их в рамках второго варианта модели.

Предсказания модели для $A_N(x_F)$ и $P_N(x_F)$ в реакции $p^\uparrow p(A) \rightarrow \Lambda X$ сравниваются с данными на рис. 6.8 и 6.9 [106, 107]. Там же приводятся ссыл-

ки на публикации данных. Наблюдается хорошее согласие данных и расчетов.

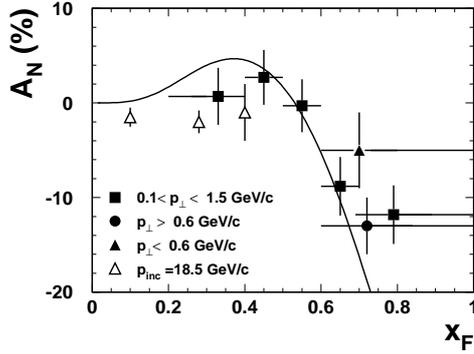


Рис. 6.8: $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \Lambda X$, из работы [106].

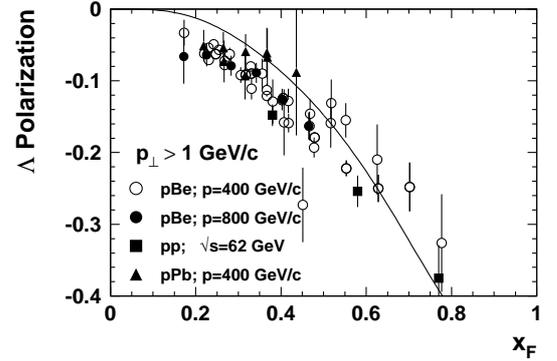


Рис. 6.9: $P_N(x_F)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [106, 107].

6.3. Модель инстантонной жидкости

Другая интересная возможность рассматривается в механизме, основанном на кварк-кварковом взаимодействии, индуцированном большим аномальным кварковым хромомангнитным моментом [108]. Оценки, сделанные на основе модели инстантонной жидкости для вакуума КХД, показывают возможность генерации большой односпиновой асимметрии на кварковом уровне. Данный механизм может быть ответственным за те большие односпиновые асимметрии, которые наблюдаются в реакциях образования адронов при высоких энергиях. На рис. 6.10 и рис. 6.11 показаны зависимости асимметрии $A_N(q_t)$ от переданного импульса, при разных значениях параметра инфракрасного обрезания m_g и динамической массы кварка m_q соответственно. Асимметрия может достигать 50%, а зависимость от переданного импульса имеет интересные особенности.

6.4. Киральная модель фильтрации спиновых состояний

Еще один механизм мягкой (непертурбативной) генерации односпиновой асимметрии основан на киральной кварковой модели, в которой приняты

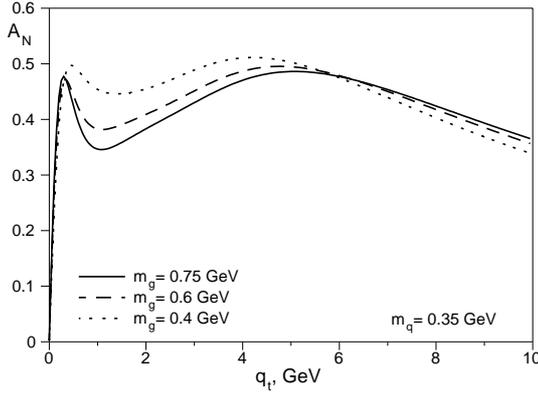


Рис. 6.10: $A_N(q_t)$ для рассеяния кварков, при разных параметрах m_g инфракрасного обрезания, из [108].

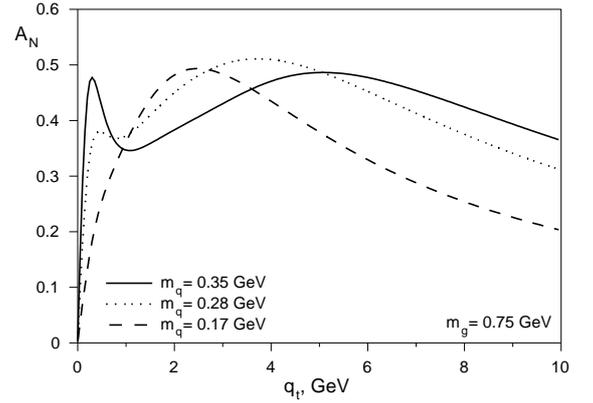


Рис. 6.11: $A_N(q_t)$ для рассеяния кварков, при разных динамических массах кварка m_q , из [108].

во внимание такие факторы, как унитарность и картина прицельного параметра [109]. В рассматриваемой модели происходит фильтрация спиновых состояний, которая обусловлена унитарностью в s -канале. Она связывает поляризацию с асимметрией в положении кварка в пространстве прицельных параметров. Модель предсказывает для односпиновой асимметрии линейный рост в зависимости от x_F и выход на плато при $p_T > 1$ ГэВ/с [110]. Радиус сильного взаимодействия кварка определяется формулой $r_Q^{flip} = \xi/m_Q$, где $m_Q \approx 1/3$ ГэВ - масса составляющего кварка, а параметр $\xi \approx 2$ извлекается из данных по упругому pp -рассеянию. Радиус $r_Q^{flip} \approx 0,05$ Фм связан с прицельным параметром $\delta\bar{b}$, ответственным за переворот спина. Получена оценка $A_N^{\pi^0}$ при больших поперечных импульсах:

$$A_N^{\pi^0}(s, \xi) \approx x_F r_Q^{flip} \frac{M}{3\xi}, \quad (6.1)$$

независящая от энергии и p_T [110]. На рис. 6.12 показаны предварительные данные эксперимента STAR [111, 112], которые сравниваются с предсказаниями модели [110]. Авторы подчеркивают, что согласие данных и расчетов имеет пока качественный характер. Для количественного анализа необходимо иметь данные при $x_F > 0,4$. Авторы предсказывают, что $A_N = 0$ для $p^\uparrow p \rightarrow pX$ в области фрагментации пучка, и A_N отклоняется от нуля для процесса образования нейтрона. Поляризация гиперонов, в зависимости от

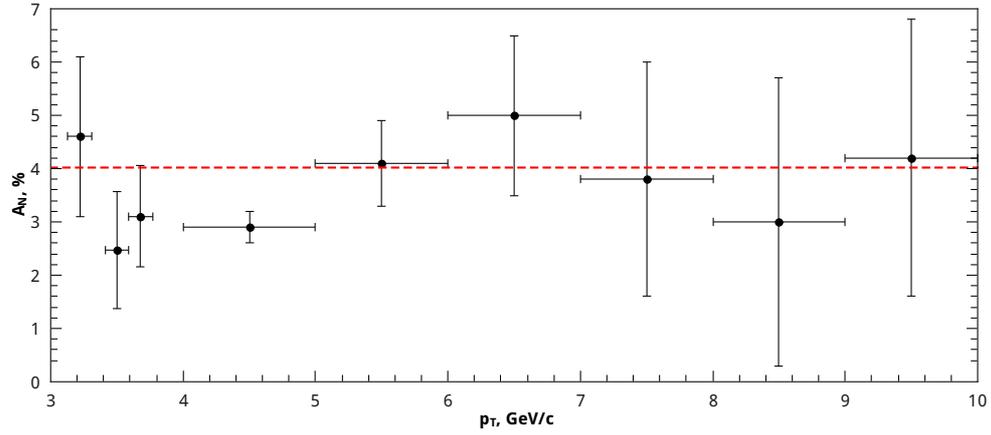


Рис. 6.12: Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из [110]. Угол изоляции пиона 70 мрад, $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $0,32 < x_F < 0,40$. Данные STAR из [111, 112].

p_T и x_F , показана на рис. 6.13 и рис. 6.14 соответственно. Сплошными линиями показаны расчеты по модели фильтрации спина [113].

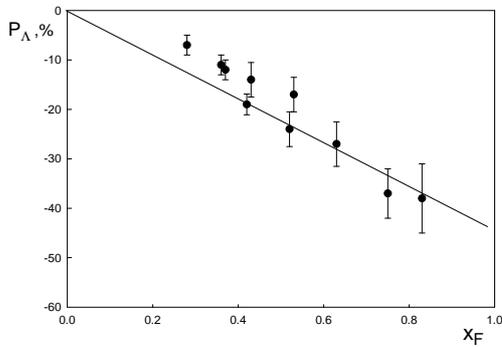


Рис. 6.13: $P_N(x_F)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [113].

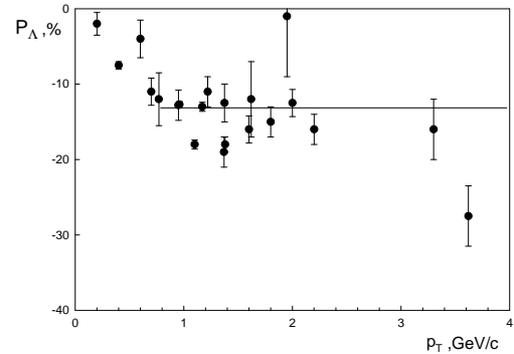


Рис. 6.14: $P_N(p_T)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [113].

6.5. Поляризационные эффекты в теории возмущений КХД

В широко цитируемой работе [53] рассматривается поляризация рассеянного кварка, которая может быть измерена в e^+e^- , eN -, μN - и hp -соударениях. Произведение поляризации кварка на сечение рассеяния пропорционально $\text{Im}(NF^*)$, где для получения ненулевой поляризации необхо-

димом иметь значительные амплитуды без переворота спиральности (N) и с переворотом спиральности F , а также ненулевую фазу между ними. В работе [53] предполагается, что при больших значениях p_T величина бегущей константы сильного взаимодействия α_s мала в силу асимптотической свободы и как следствие, поляризационные наблюдаемые могут быть получены в рамках теории возмущений КХД. Рассеяние происходит на уровне структурных составляющих (кварков и глюонов), а именно в процессах $qq \rightarrow qq$, $qg \rightarrow qg$ и $gg \rightarrow gg$. Поскольку при обмене векторным глюоном спиральность кварка в пределе его нулевой массы ($m_q = 0$) сохраняется, то его поляризация также равна нулю ($P_q = 0$) [53, 85]. Это справедливо даже при учете интерференции диаграмм с обменом одним (Борновская диаграмма, приводящая к вещественной амплитуде) и двумя глюонами (прямоугольная диаграмма, приводящая к мнимой амплитуде).

Спиральность кварков сохраняется с точностью до членов $O(m_q/\sqrt{s})$. Для безмассовых кварков КХД-взаимодействия одинаковы как для левых, так и для правых кварков, а поскольку в этом пределе киральность и спиральность совпадают, то переворот спина не происходит. Учет массы токовых кварков приводит к тому, что появляется амплитуда с переворотом спиральности $F \propto m_q/Q$ и кварки получают небольшую поляризацию [85]:

$$P_q \propto \frac{\alpha_s m_q}{Q}, \quad (6.2)$$

где α_s - сильная константа связи, m_q - токовая масса кварка, и Q - переданный импульс. Чтобы получить ненулевую фазу между амплитудами F и N требуется, как минимум, обмен двумя глюонами, что и приводит к появлению дополнительного фактора α_s в (6.2).

Аналогичная зависимость поляризации кварка (либо его асимметрии A_N) при рассеянии поляризованных протонов от массы кварка и переданного импульса ожидается в адрон-адронных реакциях с образованием адрона с большим p_T [114, 115]. В приведенных выше оценках предполагается, что для больших Q^2 влияние инстантонных эффектов (которые могут переворачивать

спин) несущественно [53].

6.6. Механизм многократного рассеяния кварков

Механизм многократного рассеяния странных кварков предложен в работах J. Szwed для объяснения поляризации гиперонов в инклюзивных и эксклюзивных реакциях [115, 116, 117]. Рассмотрим в качестве примера поляризацию Λ -гиперона, образующегося в pp соударениях. Волновая функция Λ состоит из ud -дикварка в состоянии $S = 0$ и s -кварка. Следовательно, проекция спина Λ определяется целиком проекцией спина s -кварка. При наблюдении Λ в области фрагментации налетающего протона мы уже имеем $ud|_{S=0}$ систему из валентных кварков протона. Странный кварк подхватывается либо из моря налетающего протона, либо образуется в процессе $g \rightarrow s\bar{s}$. Основное предположение этой модели состоит в том, что поперечный импульс s -кварк получает в результате многократного рассеяния на кварк-глюонной материи. Поляризация появляется уже во втором порядке теории возмущений и имеет следующую зависимость от кинематических переменных:

$$\mathbf{P} = \frac{2C\alpha_s m_q k}{E^2} \frac{\sin^3 \theta/2 \ln(\sin \theta/2)}{[1 - (k^2/E^2) \sin^2 \theta/2] \cos \theta/2} \mathbf{n}, \quad (6.3)$$

где $C = (d^{abc} I^a I^b I^c)/(2I^a I^a)$ - цветовой фактор, I^a - генераторы группы калибровочных преобразований $SU(3)_c$, α_s - бегущая константа сильного взаимодействия, m , k и E являются массой, импульсом и энергией рассеянного кварка, и θ - угол рассеяния. Единичный вектор $\mathbf{n} = [\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f]/|\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f|$ ортогонален к плоскости рассеяния. Выражение перед псевдовектором \mathbf{n} в (6.3) отрицательное, как и сама поляризация P [115]. Из (6.3) видно, что поляризации исчезает при $m_q = 0$. В [115] предсказывается нулевая поляризация образующихся протонов, однако данные [77] указывают на ненулевую поляризацию при энергии пучка от 100 до 400 ГэВ. Видимо, в качестве массы кварка следует использовать массы составляющих u - и d - кварков, которые имеют порядок $m_p/3$, как это делается в модели хромагнитной поляризации кварков, известной также под названием модели эффективного цветового

поля [7]. Отметим также наблюдение значительной односпиновой асимметрии протонов в pA -соударениях при энергии пучка 40 ГэВ [22].

В области малых полярных углов θ поляризация (6.3) уменьшается как $\theta^3 \propto p_T^3$. Отметим, что в модели хромомагнитной поляризации кварков получена похожая зависимость поляризации от p_T , а именно $P_N \propto p_T^{2,5}$ [7]. Максимум поляризации, согласно (6.3), достигается при $\theta = 135^\circ$.

В рассматриваемом механизме решающую роль играет то обстоятельство, что энергия s -кварка E сравнительно небольшая, поскольку, согласно (6.3), поляризация $P \propto 1/E$ и быстро уменьшается с ростом E . Предсказывается отсутствие поляризации у $\bar{\Lambda}$ и других антибарионов, что не согласуется с данными по $\bar{\Lambda}$ [118], $\bar{\Xi}^+$ [119], $\bar{\Xi}^0$ [120] и $\bar{\Sigma}^-$ [121].

Если механизм поляризации s -кварка зафиксирован, то поляризация других гиперонов следует из их спиновых волновых функций, например, предсказывается $P(\Sigma) = -P(\Lambda)/3$. Знак этого соотношения согласуется с данными, однако фактор $1/3$ не наблюдается. Также предсказывается незначительная зависимость поляризации от x_F , что объясняется в [115] значительным вкладом более тяжелых резонансов и приводит к уменьшению итоговой поляризации Λ в области малых x_F .

6.7. Модель струнной фрагментации (ЛУНД-модель)

В модели струнной фрагментации [122, 123, 124] объясняется знак поляризации Λ -гиперона. После цветовой перезарядки быстрый ud -дикварк из налетающего протона образует цветовую струну, которая связывает его с областью взаимодействия. Дикварк имеет нулевой спин $S = 0$ и изоспин $I = 0$. В поле струны образуется $s\bar{s}$ -пара, причем, когда s -кварк образует вместе с ud -дикварком Λ -гиперон, поляризация гиперона совпадает, согласно SU(6) модели, с поляризацией s -кварка, поскольку ud -дикварк в Λ находится в синглетном по спину состоянии. Образование $s\bar{s}$ -пары в поле струны происходит с сохранением энергии и импульса. Часть энергии поля струны из участ-

ка длиной $2l$ уходит на образование пары, $2kl = 2\mu_t$, где поперечная масса кварка равна $\mu_T = \sqrt{\mu^2 + k_t^2}$, $k \approx 1$ ГэВ/Фм – коэффициент натяжения струны и $\mu \approx 104$ МэВ/ c^2 является токовой массой s -кварка [10]. Поперечные импульсы s - и \bar{s} -кварков направлены в противоположные стороны, что, с учетом расстояния между кварками $2l$, приводит к орбитальному моменту $L \approx 2k_t l$, откуда, при $k_t \approx 0,3$ ГэВ/с, получаем $L \approx 1$ [124]. Полный орбитальный момент $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{s}_q + \mathbf{s}_{\bar{q}}$ сохраняется, если спины s - и \bar{s} -кварков направлены противоположно орбитальному моменту \mathbf{L} . Если s -кварк и Λ -гиперон летят влево по отношению к направлению налетающего протонного пучка, то спин s -кварка и Λ будет направлен вниз, что соответствует отрицательной поляризации, наблюдаемой в экспериментах. Предсказать величину поляризации и зависимость от x_F в рамках данного подхода не удастся. Чем больше поперечный импульс p_T Λ -гиперона, тем более существенными оказываются поляризационные эффекты в процессах фрагментации в поперечном к плоскости образования направлении [124].

Знак поляризации других гиперонов следует из описываемой SU(6) кварковой моделью волновой функции. Например, в Σ^0 -гипероне ud -дикварк имеет спин $S = 1$, направленный противоположно спину s -кварка, так что ожидаемая поляризация Σ^0 – положительная, в согласии с данными. Случай поляризации Ξ -гиперонов требует рассмотрения образования двух s -кварков и включает дополнительные предположения в модели [125]. Не удастся объяснить положительную поляризацию Λ -гиперона в K^-p -соударениях в области фрагментации K^- .

6.8. Поляризация барионов в механизме прецессии Томаса

В модели прецессии Томаса, созданной Т. DeGrand и Н. Miettinen для объяснения поляризации барионов в адрон-адронных соударениях, основные соотношения следуют из картины рекомбинации и SU(6) симметрии кварковой модели и не зависят от конкретного механизма на кварковом уровне

[126, 127, 128, 129]. Отметим некоторые качественные предсказания модели для максимальной возможной поляризации барионов: $p(n) \rightarrow \Lambda = -\epsilon$; $p \rightarrow \Xi^0, \Xi^- = -(\epsilon + 2\delta)/3$; $p \rightarrow \Sigma^+(\Sigma^0) = +(\epsilon + 2\delta)/3$; $n \rightarrow \Sigma^+(\Xi^0, \Xi^-) = -\epsilon/3 - 2\delta/3$; $p \rightarrow \Sigma^- = 2\epsilon/3 - \delta/6$; $\Sigma^- \rightarrow \Lambda = -(2\epsilon + \delta)/6$; $\pi, K^+ \rightarrow \Lambda = -\delta/2$; $p(n) \rightarrow \bar{\Lambda} = 0$; $K^+ \rightarrow \bar{\Lambda} = +\epsilon$; $K^- \rightarrow \Lambda = +\epsilon$, где параметры модели $\epsilon \approx \delta \approx 1/3$.

Авторы модели сформулировали следующее простое правило: медленные партоны в результате рекомбинации имеют спин, направленный преимущественно вниз, а быстрые – вверх, относительно псевдовектора нормали к плоскости рассеяния [127].

Авторы модели предложили также конкретный динамический механизм генерации поляризации, основанный на эффекте прецессии спина Томаса в процессе рекомбинации кварков [130]. В модели предполагается, что быстрые валентные кварки тормозятся, а медленные морские кварки ускоряются в процессе рекомбинации, так что их скорости, в среднем, выравниваются. Поскольку кварки имеют поперечный импульс, направление действующей на них силы \mathbf{F} и направление их скорости \mathbf{v} не совпадают, что приводит к прецессии Томаса спина кварка и дополнительному эффективному вкладу в гамильтониан $U = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{T}}$, где частота прецессии

$$\boldsymbol{\omega}_{\mathbf{T}} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\mathbf{F}}{m_q} \times \mathbf{v}, \quad (6.4)$$

где \mathbf{s} - спин кварка, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ и m_q - масса кварка, на который действует сила \mathbf{F} [127].

В рамках теории возмущений квантовой механики амплитуда рассеяния для процесса $pp \rightarrow \Lambda X$ может быть выражена, как

$$A_s \propto \frac{1}{\Delta E_0 + \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{T}}}, \quad (6.5)$$

где $\Delta E_0 > 0$ является разницей энергий в промежуточном и конечном состояниях, в отсутствие спиновых эффектов [127]. Выбирая ось квантования вдоль нормали к плоскости рассеяния, мы получаем, в ведущем порядке по

ω_T , поляризацию Λ -гиперона

$$P(p \rightarrow \Lambda) = -\frac{\omega_T}{\Delta E_0}, \quad (6.6)$$

которая, очевидно, антипараллельна псевдовектору прецессии Томаса ω_T . Усреднение по кинематическим переменным кварков, участвующих в образовании бариона, приводит к зависимости $P_N \propto \omega_T \propto p_T$. Заметим, что это предсказание не подтверждается при глобальном анализе имеющихся данных и лучше описывается зависимостью $P_N \propto 1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^{2.5}]$ [7].

В настоящее время поляризация барионов измерена с достаточно высокой точностью, и некоторые из приведенных выше предсказаний не выдержали проверки временем. Так, поляризации в процессах $p \rightarrow \Sigma^-$ [131, 132] и $p \rightarrow \Sigma^0$ [133, 134] положительны и примерно той же магнитуды, что и для процесса $p(n) \rightarrow \Lambda$ [135], в согласии с моделью. В то же время поляризация Ξ^0 [136] и Ξ^- [56] для протонного пучка по величине в два раза меньше, чем для Λ [40], что не согласуется с моделью.

Очень интересна ситуация с поляризацией антигиперонов, образующихся в соударениях протонов с ядерными мишенями. В рассматриваемой модели прецессии Томаса поляризация антигиперонов равна нулю, поскольку средняя сила, действующая на антикварки, равна нулю [127]. Скорости антикварков, образующих антигиперон, в среднем равны между собой изначально и нет необходимости ускорять или тормозить их. Измерения показали ненулевую поляризацию для $\bar{\Lambda}$ [118], $\bar{\Xi}^+$ [119], $\bar{\Xi}^0$ [120] и $\bar{\Sigma}^-$ [121].

Анализ рассматриваемого механизма показывает, что знак и величина поляризации Λ -гиперона в модели, основанной на прецессии Томаса, зависит от предположений о массе s -кварка и доле импульса, которую он несет в налетающем протоне [137, 138]. При малых значениях величины x_F ожидается торможение s -кварка, и он приобретает положительную поляризацию. Отметим, что в модели хромомангнитной поляризации кварков направление силы, действующей на кварк, зависит лишь от его цветового заряда и направления внешнего поля, создаваемого кварками-спектаторами [7].

В работе [139] обращено внимание на проблему объяснения величины спин-орбитального расщепления и его зависимости от p_T . Авторы этой работы показывают, что величина спин-орбитального расщепления и поляризация Λ убывают с увеличением орбитального момента L и поперечного импульса p_T как $P_\Lambda \propto -1/\sqrt{L+1} \propto -1/\sqrt{r_c p_T + 1}$, где r_c – параметр модели, что не согласуется с поведением данных.

6.9. Вращение партонов в структуре составляющего кварка

В работах Трошина и Тюрина рассматривается механизм, в котором предполагается вращение кварк-антикваркового облака внутри валентного составляющего кварка [140, 141, 142]. Основная роль в этом механизме принадлежит орбитальному моменту и поляризации пары $s\bar{s}$ -кварков, входящих в структуру составляющего кварка. Образование гиперонов происходит в две стадии. На первой стадии происходит перекрытие и взаимодействие периферических облаков составляющих кварков, что приводит к появлению массивного странного кварка и генерации среднего поля. Предполагается, что составляющие кварки, находящиеся в центральной части адрона, рассеиваются квази-независимым образом в этом поле. На второй стадии процесса работают два конкурирующих механизма: происходит рекомбинация составляющих кварков с массивным виртуальным странным кварком (мягкое взаимодействие) с образованием гиперона; либо рассеяние составляющего кварка в среднем поле (взаимодействие с большой передачей поперечного импульса), его возбуждение и появление странного кварка в результате распада возбужденного кварка. Затем происходит фрагментация странного кварка в гиперон. Окончательное выражение для поляризации имеет вид

$$P(s, x, p_T) \propto \sin[P_q \langle L_{q\bar{q}} \rangle], \quad (6.7)$$

где P_q - поляризация составляющего кварка q , возникающая в результате многократного рассеяния в среднем поле, а $\langle L_{q\bar{q}} \rangle$ является средней величиной внутреннего углового момента, присущего составляющему кварку.

Таким образом, в этой модели поляризация странного кварка является результатом многократного рассеяния родительского составляющего кварка, присутствующей корреляции поляризаций составляющего и странного кварков, а также локальной компенсации спина и орбитального углового момента странного кварка. В модели используется простейшее предположение о x -зависимости P_q в виде $P_q(x) = P_q^{max}x$, где $P_q^{max} = -1$. Сравнение предсказаний модели и данных для импульса пучка 400 ГэВ/с, в зависимости от x_F и p_T , показано на рис. 6.15 и рис. 6.16 соответственно [141]. Предсказания

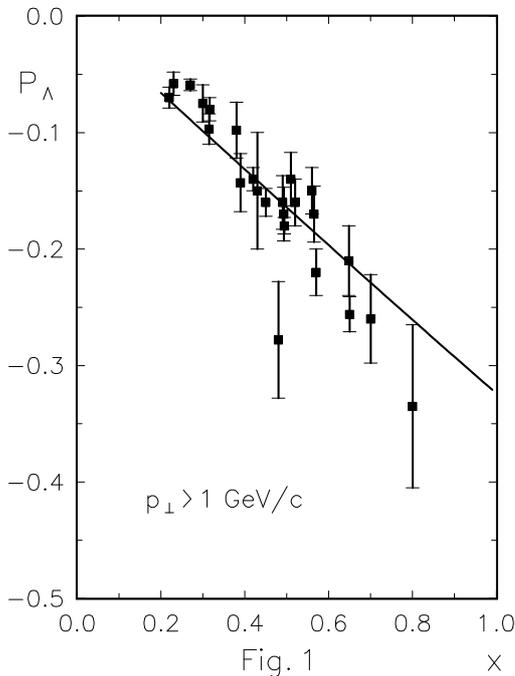


Рис. 6.15: $P_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \Lambda X$, из работы [141].

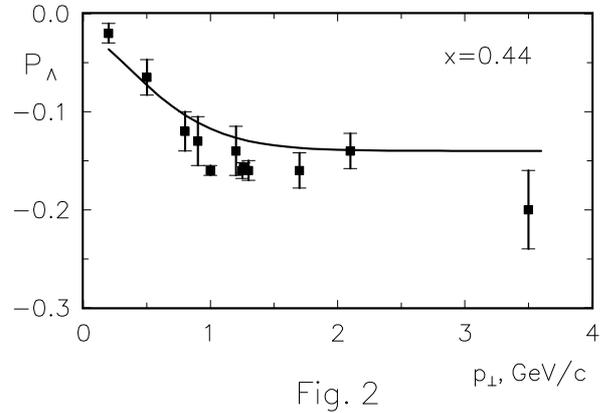


Рис. 6.16: $P_N(p_T)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [141].

модели для заряженных пионов показаны на рис. 2.10 и 2.11. Модель предсказывает отрицательный знак поляризации Λ и ее зависимость от x_F . Уравнение (6.7) аналогично (6.18), получаемому в модели хромомагнитной поляризации кварков [7]. В обоих случаях имеет место рассеяние в эффективном поле и обнаруживается зависимость поляризации от x_F , которая описывается тригонометрической функцией. Модель предсказывает также скейлинг поляризации Λ в зависимости от x_F . Предсказаний поляризации для других гиперонов не приводится, однако авторы полагают, что поляризация в

инклюзивной реакции $p + p \rightarrow p^\uparrow X$ незначительна из-за малой вероятности многократного рассеяния в среднем поле по сравнению с однократным рассеянием. Доминирующее однократное рассеяние почти не поляризует кварки, поэтому образующиеся протоны не поляризованы.

6.10. Модель хромомангнитной струны

Модель Рыскина (называемая также моделью хромомангнитной струны) отличается простотой и наглядностью механизма поляризационных явлений и возможностью его применения в качестве объяснения поляризации гиперонов в соударениях неполяризованных частиц и односпиновой асимметрии адронов, в соударениях поляризованной и неполяризованной частиц [114, 143, 144]. Рассмотрим реакцию



Большие наблюдаемые поляризационные эффекты в (6.8) связаны, видимо, с большими расстояниями ($r \gg 1/q_T$) и могут дать информацию о механизмах адронизации и конфайнмента. В модели странный кварк со спином вверх чаще вылетает вправо, чем влево. Такой результат получается, если принять во внимание взаимодействие цветового магнитного момента кварка с хромомангнитным полем, возникающим после соударения, на стадии адронизации [114]. После соударения и обмена цветным глюоном (цветовой перезарядки) между сталкивающимися адронами натягивается трубка цветового потока (струна). Обычно рассматривается только поток напряженности хромоэлектрического поля, но такое решение неустойчиво. Как показано в работах [145, 146], вокруг трубки возникает хромомангнитное поле (как вокруг проводника с током). Схематическое изображение трубки цветового потока (КХД струны) между кварком и антикварком показано на рис. 6.17.

Поле взаимодействует с хромомангнитным моментом вылетающего из области взаимодействия кварка μ . Энергия взаимодействия кварка равна $H\mu$. Поскольку направление трубки близко к направлению сталкивающихся ча-

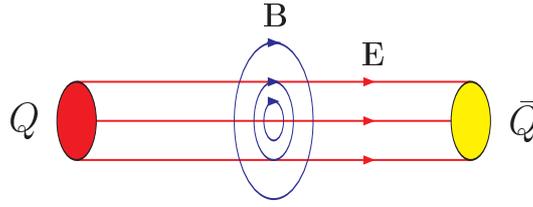


Рис. 6.17: Схематическая картина трубки цветового потока между кварком и антикварком. Продольные линии показывают направление хромоманнитного поля, а круговые – направление хромоманнитного поля.

стиц, то неоднородное хромоманнитное поле сообщает кварку со спином вверх дополнительный поперечный импульс q_T , направленный вправо, а кварку со спином вниз – влево [114].

Характерная напряженность хромоманнитного поля [145],

$$H \simeq \sqrt{\alpha_s(R_c)}/1,6R_c^2, \quad (6.9)$$

где R_c - расстояние, на котором константа α_s начинает резко меняться. Для конкретных оценок выбрано $R_c = 1/(400 \text{ МэВ})$, что больше характерного размера инстантона $\rho \simeq 1/(600 \text{ МэВ})$ [70]. Для оценки константы связи получаем $\alpha_s(R_c) \approx 1/2$, что отвечает $\Lambda = 100 \text{ МэВ}$. На этих расстояниях надо уже использовать не токовую массу кварка, а динамическую массу, которую приобретает кварк в результате взаимодействия с инстантонами после спонтанного нарушения киральной симметрии [70] $m_q \simeq 330 \text{ МэВ}$. Тогда дополнительный поперечный импульс, сообщаемый хромоманнитным полем поляризованному кварку, по порядку величины, составит

$$\delta q_T \simeq H\mu \simeq \frac{4/3\alpha_s}{2m_q 1,6R_c^2} \approx 100 \text{ МэВ}. \quad (6.10)$$

При небольшой величине зависящего от направления спина дополнительного поперечного импульса δq_T для оценки асимметрии вылета поляризованного кварка можно воспользоваться приближенной формулой (разложение в ряд Тейлора):

$$A_q = \frac{d\sigma(q_T + \delta q_T) - d\sigma(q_T - \delta q_T)}{d\sigma(q_T + \delta q_T) + d\sigma(q_T - \delta q_T)} = \delta q_T \frac{\partial}{\partial p_T} \ln\left(\frac{d^3\sigma}{d^3p}\right), \quad (6.11)$$

позволяющей вычислять асимметрию (или поляризацию) исходя из зависимости инклюзивного сечения от поперечного импульса. Характерный наклон

спектра составляет $B = \partial p_T \ln(\frac{d^3\sigma}{d^3p}) = -5,5 \text{ ГэВ}^{-1}$, а соотношение (6.11) преобразуется в $A_q = B\delta q_T$. Отметим, что в работах [114, 144] реально используются $B > 0$ и $\delta q_T > 0$ для получения $A_N > 0$, в согласии с экспериментальными данными для π^+ -мезонов [41] и π^0 -мезонов [61] в области фрагментации поляризованного протона. В действительности знак B отрицательный, и для согласия с данными требуется $\delta q_T < 0$ для положительно поляризованного u^\uparrow -кварка налетающего протона [7]. Причина данного противоречия, видимо, в том, что в [114, 144] и в (6.10) параметр δq_T оценивается лишь по порядку величины, а его знак не учитывается. В работе [7] знак δq_T зависит от числа кварков и антикварков – спектаторов, не входящих в состав наблюдаемого адрона и создающих внешнее эффективное хромоманнитное поле, действующее на пробный кварк измеряемого адрона.

При выводе формулы (6.11) подразумевается, что силы, действующие со стороны неоднородного хромоманнитного поля (аналогичные силам в эксперименте Штерна-Герлаха [3, 4, 5]), смещают спектры наблюдаемых адронов влево или вправо по шкале поперечных импульсов. Форма и магнитуда самих распределений при этом не изменяются. Поскольку обычно зависимость спектров от p_T близка к экспоненциальной, сдвиг даже на небольшую величину δq_T приводит к значительному изменению соответствующего дифференциального сечения при фиксированном значении поперечного импульса, что и приводит к наблюдаемой односпиновой асимметрии. Отметим также, что в модели Рыскина не предсказывается величина дифференциального сечения образования адронов, поскольку асимметрия A_N зависит лишь от наклона спектра B , а не от абсолютной величины сечения.

В модели Рыскина зависимость анализирующей способности (6.11) от x_F на кварковом уровне очень незначительная. Для валентного поляризованного кварка асимметрия $A_q = B\delta q_T$ практически постоянна, а зависимость от x_F возникает благодаря «разбавлению» этой асимметрии вкладом процессов, имеющих нулевую асимметрию, поскольку последние образуются при фрагментации неполяризованных частиц, например глюонов [114]. Величина

наблюдаемой асимметрии A_π определяется асимметрией элементарного процесса (вылет поляризованного кварка) A_q , умноженной на степень поляризации кварка P_q и на относительный вклад процесса инклюзивного образования пиона за счет фрагментации валентного кварка $w(x)$:

$$A_\pi = A_q P_q \sigma(q) / (\sigma(q) + \sigma(g)). \quad (6.12)$$

Поскольку сечения процессов с участием поляризованных валентных кварков $\sigma(q)$ и процессов на глюонах $\sigma(g)$ по-разному зависят от x_F , возникает некоторая зависимость от x_F и измеряемой асимметрии A_π . Дополнительная значительная зависимость A_π от x_F возникает вследствие предполагаемой пропорциональности поляризации кварка доле уносимого им импульса налетающего протона $P_q(x) \sim x$.

Для функции разбавления $w(x) = \sigma(q) / (\sigma(q) + \sigma(g))$ получено следующее выражение:

$$w(x) = \frac{\sqrt{x}}{\sqrt{x} + c(1-x)^{4,5}}, \quad (6.13)$$

где c равно: $c_+ = 0,48$ для π^+ , $c_0 = 0,64$ для π^0 и $c_- = 0,96$ для π^- соответственно [144]. Окончательное выражение для асимметрии π^+ в эксперименте E704 при $\sqrt{s} = 19,4$ ГэВ в области фрагментации поляризованных протонов выглядит следующим образом:

$$A_N^{\pi^+}(x_F) = \frac{0,37x_F^{1,5}}{x_F^{0,5} + 0,48(1-x_F)^{4,5}}, \quad (6.14)$$

где для поляризации u -кварка принято $P_q(x) = (2/3)x$ и используется наклон спектра $B = 5,55$ ГэВ⁻¹ [144].

Сравнение данных эксперимента E704 [41, 104] с предсказаниями модели хромомангнитной струны представлено на рис. 6.18. Формула (6.14) завышает асимметрию π^+ в области $x_F < 0,4$, занижает асимметрию π^- при $x_F > 0,6$ и не показывает порогового эффекта $A_N \approx 0$, наблюдаемого экспериментально при малых x_F [41]. Значительно хуже (лишь качественно) описываются эти данные, как функция p_T , а также данные реакций $p^\uparrow p \rightarrow \pi^- X$ и $\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+ X$ в зависимости от p_T и x_F [144].

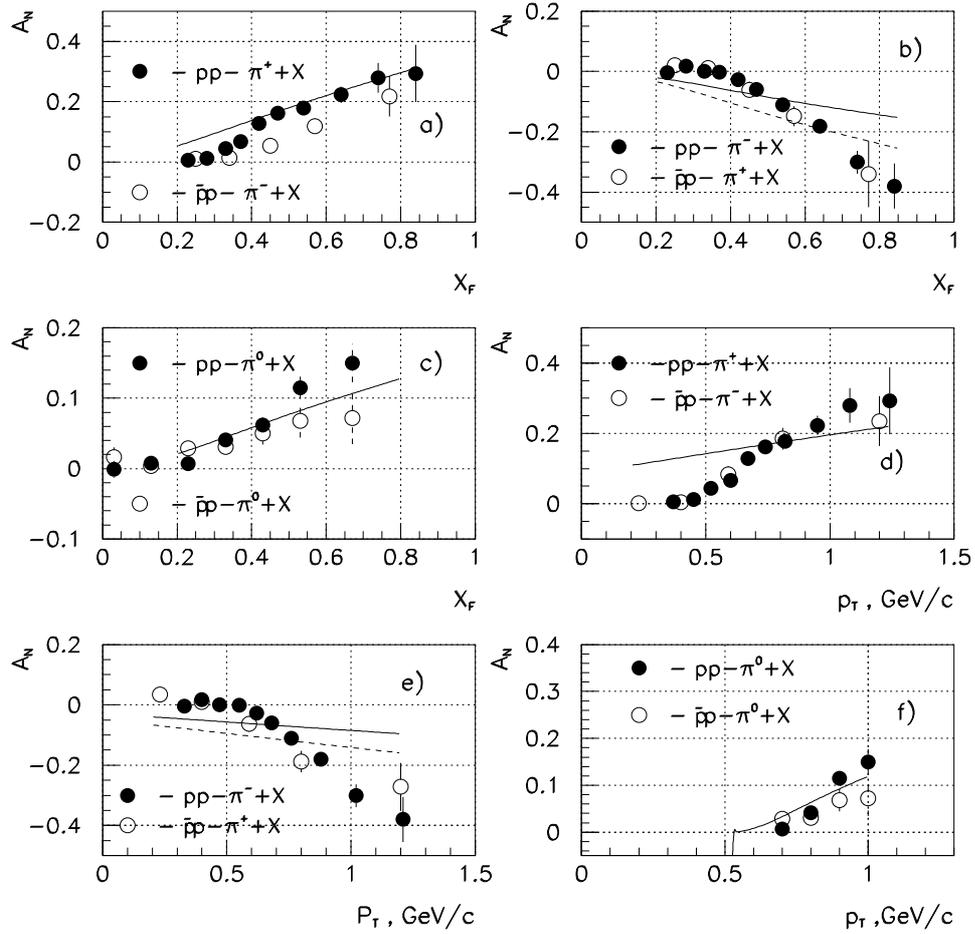


Рис. 6.18: Сравнение данных E704 для $p^\uparrow p$ (черные кружочки) [41] и $\bar{p}^\uparrow p$ (открытые кружочки) [104], из работы [144].

6.11. Модель хромагнитной поляризации кварков

На данном этапе модель ХПК может рассматриваться как обобщение эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа данных. Механизм, положенный в основу модели, является на сегодняшний день лишь одним из возможных, наряду с другими вариантами генерации поляризационных явлений. Необходимы дальнейшие исследования, прежде всего экспериментальная проверка предсказаний данной модели. Основные положения модели изложены в [7]. Отдельные реакции рассмотрены в работах [25, 33, 34, 35, 36, 31]. В отличие от модели хромагнитной струны [114, 143, 144], в модели ХПК учитывается геометрия (структура) цветовых

полей [145, 146], зависимость полей от числа создающих их кварков и антикварков (правила кваркового счета), прецессия спина кварков [147], зависимость от кинематических переменных, атомных весов частиц A и B и ряд других явлений.

Микроскопический эффект Штерна-Герлаха в неоднородном поперечном хромагнитном поле поясняется на рис. 6.19. Кварки-спектаторы, ко-

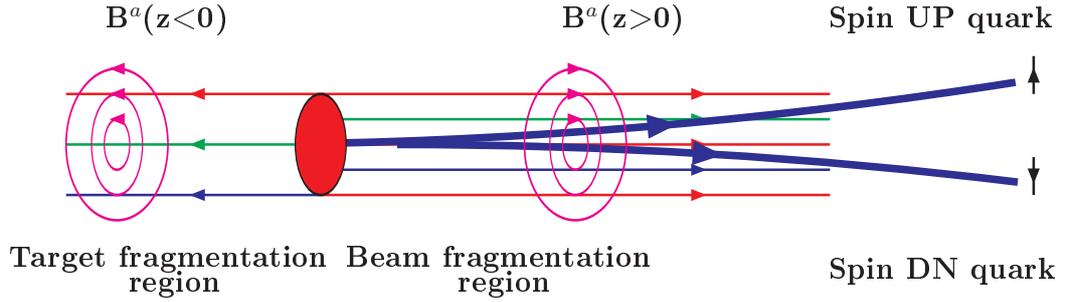


Рис. 6.19: Схематическая картина микроскопического прибора Штерна-Герлаха [6] для поляризованных кварков в круговом хромагнитном поле, создаваемом кварками-спектаторами после цветовой перезарядки адронов. Горизонтальные линии со стрелками показывают траектории кварков-спектаторов, которые являются продуктами фрагментации пучковой частицы и мишени. Движущиеся кварки создают круговое поперечное хромагнитное поле B^a .

которые являются продуктами фрагментации сталкивающихся адронов, движутся в с.ц.м. реакции вдоль оси z , в результате чего в областях $(z < 0)$ и $(z > 0)$ создаются цветные токи и окружающие их круговые поперечные хромагнитные поля B^a . Кварк-пробник из наблюдаемого адрона после прохождения через область неоднородного хромагнитного поля приобретает дополнительный поперечный импульс $\delta p_x^{\uparrow\downarrow}$, направленный влево или вправо, в зависимости от того, куда направлен спин кварка, вверх или вниз. Траектории кварков со спином вверх и вниз при этом расходятся, как показано на рис. 6.19. Поскольку локальное направление поля B^a и спина кварка ξ не параллельны, необходимо учитывать ларморовскую прецессию спина кварка [147]. Прецессия спина кварка в модели ХПК описывается уравнением, аналогичным уравнению Томаса-Баргмана-Мишеля-Телегди:

$$d\xi/dt = g_s[\xi \mathbf{B}^a](g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q, \quad (6.15)$$

где M_Q и E_Q – масса и энергия кварка. Электрический заряд в уравнении (6.15) заменен на цветовой заряд кварка (g_s), а магнитный g -фактор – на хромомагнитный g_Q^a -фактор кварка. Большая отрицательная величина аномального хромомагнитного момента $\Delta\mu^a = (g^a - 2)/2 \approx -0,4$ была предсказана в рамках инстантонной модели в приближении среднего поля и динамической массы кварка $m = 170$ МэВ [69, 108, 148, 149, 150, 70]. Из глобального анализа данных получено значение $\Delta\mu^a = -0,471 \pm 0,007$ для u, c -кварков с зарядом $+2/3$ и на фактор $\sqrt{2/3}$ меньше для d, s, b -кварков с зарядом $-1/3$.

Длина траектории кварка в эффективном цветовом поле (S) параметризуется в следующем виде: $S = S_0 x_A$ для области $x_F > 0$ и $S = S_0 x_B$ для области $x_F < 0$ [7], где скейлинговые переменные x_A и x_B определены как

$$x_A = (x_R + x_F)/2 \approx -u/s, \quad x_B = (x_R - x_F)/2 \approx -t/s, \quad (6.16)$$

где радиальная переменная $x_R = p^C/p_{\max}^C$ и фейнмановская $x_F = p_z^C/p_{\max}^C$ определены в с.ц.м. реакции, а s, u, t – переменные Мандельстама.

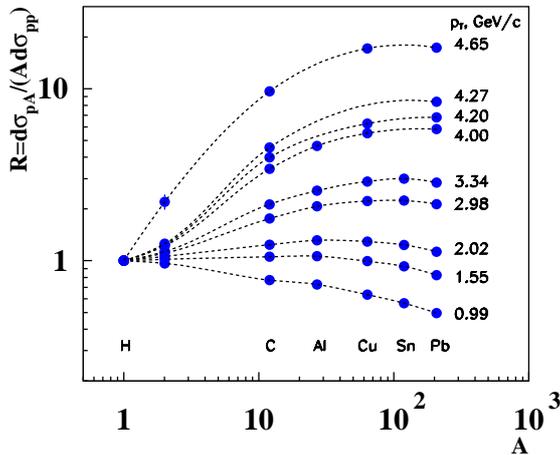


Рис. 6.20: Отношение $R(A)$, в зависимости от атомного веса ядра мишени. Данные из работы [30] получены при энергии пучка 70 ГэВ.

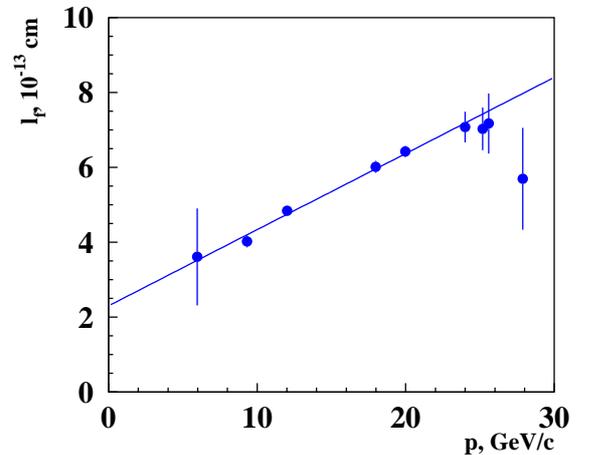


Рис. 6.21: Длина формирования π^\pm -мезонов, l_f , в зависимости от импульса в л.с.к., в приближении постоянной плотности ядра [27, 28].

В экспериментах на установке ФОДС изучалась A -зависимость инклюзивных сечений образования адронов [30]. На рис. 6.20 показано отношение

суммы сечений образования π^+ и π^- -мезонов на ядре и протонной мишени:

$$R = E \frac{d^3\sigma_{pA}}{d^3p} / (AE \frac{d^3\sigma_{pp}}{d^3p}). \quad (6.17)$$

Данные эксперимента ФОДС позволили получить оценку длины формирования π^\pm -мезонов. Длина формирования, l_f , показана на рис. 6.21 [27, 28]. Из рис. 6.21 видно, что l_f пропорциональна импульсу, либо энергии адрона (E_C^{LAB}). Длина формирования адронов l_f также, как и $S(x_A)$, пропорциональна x_A , поскольку $l_f \propto E_C^{LAB} \approx E_A^{LAB} x_A$, где E_A^{LAB} и E_C^{LAB} – энергии в л.с.к. адронов A и C соответственно [27, 28].

Поляризация P_N и асимметрия A_N описывается системой уравнений:

$$A_N = C(\sqrt{s})F(p_T, A)[G(\phi_A) - \sigma G(\phi_B)]; \quad (6.18)$$

$$G(\phi) = (1 - \cos \phi)/\phi + \epsilon \cdot \phi, \quad (6.19)$$

$$\phi_A = \omega_A^0 y_A, \quad \phi_B = \omega_B^0 y_B, \quad (6.20)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0 / [(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}, \quad (6.21)$$

$$F(p_T, A) = \begin{cases} (1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^\delta])(1 - \alpha_A \ln A), & A \leq A_T; \\ (1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^\delta])(1 - \alpha_A \ln A_T), & A > A_T; \end{cases} \quad (6.22)$$

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_A)(1 + \cos \theta^{cm}) + a_0(1 - \cos \theta^{cm}), \quad (6.23)$$

$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_B)(1 - \cos \theta^{cm}) + a_0(1 + \cos \theta^{cm}), \quad (6.24)$$

$$v_0 = \frac{-Dg_Q^a \xi_y^0(\theta^{cm} - \theta_0)}{2\rho(g_Q^a - 2)}, \quad (6.25)$$

$$\xi_y^0(x) = \frac{\pm 1}{1 + \exp(-x \ln(\sqrt{s/s_0})/\kappa)}, \quad (6.26)$$

$$\omega_{A(B)}^0 = \frac{g_s \alpha_s \nu_{A(B)} S_0(g_Q^a - 2)}{M_Q c \rho^2}, \quad (6.27)$$

где θ^{cm} – угол регистрации адрона C в с.ц.м., $\sqrt{s_0} = 1$ ГэВ, $\delta = 2,47 \pm 0,11$, $A_T = 56,4 \pm 9,0$, $\kappa = 0,0071 \pm 0,0092$ и $\epsilon = -0,004759 \pm 0,00011$ – глобальные параметры модели, а $m_r = D/\rho$, ω_A^0 , ω_B^0 , f_A , f_B , a_0 , E_0 , E_R , δ_R , σ , p_T^0 , α_A и θ_0 – локальные параметры, относящиеся к конкретной реакции. Функция

$\xi_y^0 \approx \pm \Theta(\theta^{cm} - \theta_0)$ учитывает величину и знак поляризации u и d -кварков в протоне при описании A_N , а также пороговый характер зависимости A_N от полярного угла θ^{cm} в с.ц.м. Для поляризации P_N фактор $\xi_y^0 \equiv 1$.

В (6.27) используются: $(g_Q^a - 2)/2$ - аномальный хромомагнитный момент кварка Q , где $Q = d, u, s, c, b$, α_s - бегущая константа сильной связи [151, 152], $g_s = \pm \sqrt{4\pi\alpha_s}$ - цветовой заряд кварка, M_Q - его масса, c - скорость света, ρ - поперечный радиус области хромомагнитного поля для одной струны и S_0 - параметр, характеризующий ее протяженность.

Правила вычисления вклада кварков и антикварков в ν_A поясняются на примерах реакций $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$ и $pp \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$, показанных на рис. 6.22, где указаны также вклады ν кварков и антикварков-спектаторов в ω_A^0 [7].

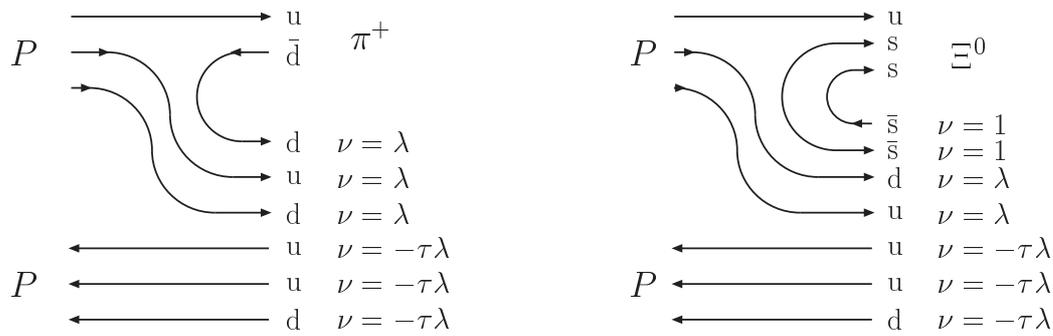


Рис. 6.22: Правила кваркового счета для реакций: $a - p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$, $\omega_A^0 = \omega_U^0(3\lambda - 3\tau\lambda)$; $b - pp \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$, $\omega_A^0 = \omega_S^0(2 + 2\lambda - 3\tau\lambda)$.

Глобальный анализ дает следующие значения параметров: $\tau = 0,0265 \pm 0,0009$ и $\lambda = -0,1338 \pm 0,0014$. Малая величина λ может быть связана с отношением волновых функций qq' и $q\bar{q}'$ пар, образуемых кварком q из наблюдаемого адрона с каждым из кварков q' и антикварков-спектаторов \bar{q}' :

$$\lambda = -|\Psi_{qq'}(0)|^2/|\Psi_{q\bar{q}'}(0)|^2 \approx -1/8, \quad (6.28)$$

где волновая функция в нуле пропорциональна $(C_F\alpha_s)^{3/2}$, где $C_F = 4/3$ для цветового синглета и $C_F = 2/3$ для антитриплета [153].

При малых значениях частот ω_A^0 и ω_B^0 в (6.18) и (6.19) P_N или A_N описываются близкими к линейной зависимостями от переменных ϕ_A и ϕ_B , а значит и от переменной x_F в области фрагментации частицы A [25].

Малая величина параметра τ объясняет тот хорошо известный факт, что односпиновая асимметрия в области фрагментации поляризованного пучка слабо зависит от типа используемой неполяризованной мишени [154].

В модели ХПК происхождение поляризации антибарионов в соударениях барионов и ее осцилляция объясняются микроскопическим эффектом Штерна-Герлаха и прецессией спинов кварков в сильном цветном поле [7, 31]. Пример возможной осцилляции поляризации показан на рис. 6.23.

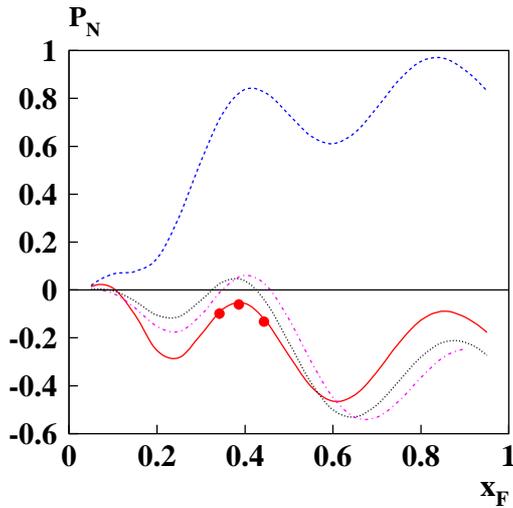


Рис. 6.23: Зависимость $P_N(x_F)$ в реакции $pA \rightarrow \bar{\Xi}^{+\uparrow}X$ [119]. Расчеты выполнены для pp , $p\text{Be}$, $p\text{Cu}$ $p\text{Pb}$ -соударений и $\sqrt{s} = 38,8$ ГэВ.

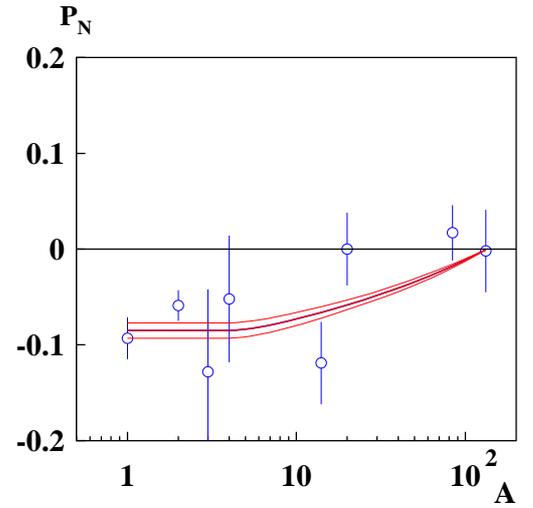


Рис. 6.24: Зависимость $P_N(A)$ в реакции $e^+A \rightarrow \Lambda^{\uparrow}X$. Данные из работ [21, 14]. Импульс пучка позитронов равен 27,6 ГэВ/с.

В эксперименте ГЕРМЕС (HERMES) была измерена поляризация Λ -гиперонов в реакции $e^+A \rightarrow \Lambda^{\uparrow}X$, измеренной на мишенях с различными атомными весами [21, 14]. Данные эксперимента и предсказания модели ХПК показаны на рис. 6.24 в зависимости от атомного веса A . Эффективное число кварков-спектаторов, создающих цветное поле, в данном случае равно $\nu_A = 1 + \lambda(3A_{eff} - 2) - \tau(\lambda + 1)$, где $A_{eff} \approx 0,6A^{1/3}$ является эффективным числом нуклонов мишени, дающих вклад в цветное поле [7, 33]. При больших значениях атомного веса A происходит взаимное сокращение первых двух вкладов в ν_A , а третий вклад всегда мал.

Из других результатов можно отметить объяснение значительной и осциллирующей асимметрии $A_N(x_F)$ в реакции $p^{\uparrow}A \rightarrow pX$ [7].

Заключение

Диссертация посвящена экспериментальным исследованиям спиновых эффектов в инклюзивном образовании заряженных адронов на поляризованном протонном пучке ИФВЭ, а также поиску общих закономерностей поведения поляризационных данных.

В основной, экспериментальной части диссертации, получены результаты по односпиновой асимметрии в неисследованной ранее области энергий, для шести типов вторичных адронов, трех мишеней и трех значений углов в л.с.к. Ряд результатов получен впервые. В целом новые экспериментальные данные при энергии поляризованного протонного пучка 40 ГэВ позволили получить более полную картину односпиновых поляризационных явлений, что стало важным шагом в исследовании феноменологии этих процессов.

Во второй части диссертации рассмотрены существующие на сегодняшний день модели поляризационных явлений, их сильные и слабые стороны. Количественный анализ большого числа реакций позволяет выявить области максимального проявления спиновых эффектов, что полезно при планировании экспериментов. Феноменологическую модель хромагнитной поляризации кварков можно рассматривать как обобщение эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа поляризационных данных по 80 инклюзивным реакциям (3160 точек).

В заключение перечислим кратко основные результаты, представленные в диссертации:

1. Получены результаты измерений односпиновой асимметрии (A_N) заряженных адронов (π^\pm , K^\pm , p и \bar{p}) на установке ФОДС, при энергии поляризованного протонного пучка 40 ГэВ, на водородной, углеродной и медной мишенях. Измерения выполнены в новой кинематической об-

- ласти, $0,6 \leq p_T \leq 3,6$ ГэВ/с и $-0,08 \leq x_F \leq 0,71$, при трех значениях угла образования адронов в л.с.к. (90, 160 и 230 мрад).
2. В области фрагментации поляризованных протонов ($x_F > 0,35$) наблюдается большая односпиновая асимметрия для тех адронов (π^\pm, K^+, p), в состав которых входят поляризованные валентные кварки пучковой частицы. Адроны, содержащие только морские кварки (K^-, \bar{p}), не имеют заметной односпиновой асимметрии во всей исследованной кинематической области.
 3. Обнаружено явление осцилляции односпиновой асимметрии, как функции кинематических переменных, в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow p + X$ и измерена значительная величина A_N , что находит свое объяснение в рамках модели хромомангнитной поляризации кварков и подтверждается данными с установки ФОДС [22]. Показано, что значительная асимметрия A_N наблюдается только в области углов менее 70° в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов.
 4. Обнаружено явление пороговой зависимости A_N от полярного угла в с.ц.м., в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow \pi^- + X$, где пороговый угол составляет 73° . В рамках модели хромомангнитной поляризации кварков величина порогового угла зависит от масс составляющих кварков и типа участвующих в реакции адронов [25].
 5. Показано, что пороговая величина x_F , выше которой $A_N(x_F) > 0$, в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow \pi^+ + X$, увеличивается при уменьшении полярного угла в с.ц.м. Величина $A_N(x_F)$ уменьшается с увеличением угла образования пионов.
 6. Показано, что нет существенной зависимости A_N от массового числа ядра мишени для заряженных адронов, за исключением протонов.
 7. Разработан комплекс программ и алгоритмов обработки и анализа данных, полученных на поляризованном пучке протонов. Предложен метод

выравнивания средних координат для пучка с поляризацией, направленной «вверх» и «вниз», что минимизирует систематическую ошибку измерений асимметрии. Предложен метод реконструкции событий в спектрометре СКОЧ, что позволило увеличить эффективность идентификации частиц. Часть алгоритмов может применяться в действующих и планируемых экспериментах.

8. Создана феноменологическая модель хромомангнитной поляризации кварков, как обобщение эмпирических закономерностей, найденных из глобального анализа односпиновых поляризационных данных для 80 инклюзивных реакций, содержащих 3160 экспериментальных точек.

В заключение автор хотел бы выразить искреннюю благодарность руководству ИФВЭ за поддержку проведенных исследований, ускорительному отделению и отделу пучков – за высокую эффективность работы с медленным выводом пучка из У-70, создание и настройку интенсивного поляризованного пучка протонов.

Автор благодарен нынешним и бывшим сотрудникам ИФВЭ Б.Ю. Балдину, А.Ф. Бузулуцкову, Ю.М. Брееву, А.А. Волкову, В.Ю. Глебову, П.И. Гончарову, А.М. Горину, А.Н. Гуржиеву, А.С. Дышканту, В.Н. Евдокимову, В.Н. Запольскому, В.В. Змушко, А.Ю. Калинин, Ю.П. Корнееву, А.В. Костицкому, А.Н. Криницину, А.В. Кораблеву, Н.Ю. Кульману, А.И. Липатову, А.А. Маркову, Ю.М. Мельнику, В.М. Подставкову, В.В. Талову, С.И. Терещенко, Л.К. Турчановичу, А.В. Хмельникову, А.Г. Фетисову и А.Е. Якутину за неоценимую помощь в подготовке и проведении экспериментальных исследований на установке ФОДС, а также безвременно ушедшему Р.М. Суляеву, который так много сделал для создания сильного коллектива лаборатории и последующего проведения поляризационных исследований.

Своим приятным долгом автор считает выразить особую благодарность А.Н. Васильеву, В.И. Крышкину, А.М. Зайцеву, В.Ф. Образцову и Н.Е. Тюрину за поддержку данной работы на разных ее этапах.

Автор очень признателен В.И. Рыкалину за плодотворные обсуждения в период работы над проектом создания многоканального черенковского счетчика (СКОЧ).

Автор искренне благодарит А.Н. Васильева, А.А. Деревщикова, Д.И. Дьяконова, В.В. Ежелу, А.В. Ефремова, А.В. Киселева, Н.И. Кочелева, В.В. Мочалова, С.Б. Нурушева, С.М. Трошина за плодотворное обсуждение вопросов, связанных с поляризационной физикой.

Представленные в работе исследования частично поддержаны грантами Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 09-02-00198 и 12-02-00737).

Литература

1. *Pauli W.* // Phys. Rev. 1940. Vol. 58. P. 716.
2. *Uhlenbeck G.E., Goudsmit S.* // Nature. 1926. Vol. 117. P. 264.
3. *Gerlach Von W. and Stern O.* // Z. Phys. 1921. Vol. 8. P. 110.
4. *Gerlach Von W. and Stern O.* // Z. Phys. 1922. Vol. 9. P. 349.
5. *Gerlach Von W. and Stern O.* // Z. Phys. 1922. Vol. 9. P. 353.
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике Т. 8. Квантовая механика (I). М.: Мир, 1966. 271 с.
7. *Абрамов В.В.* Феноменология односпиновых эффектов в образовании адронов при высоких энергиях // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1933-1949.
8. *Dirac P. A. M.* // Proc. Roy. Soc. Lon. 1928. Vol. A 117. P. 610.
9. *Dirac P. A. M.* // Proc. Roy. Soc. Lon. 1928. Vol. A 118. P. 531.
10. *Beringer J. et al.* // 2012. Phys. Rev. D. Vol. V.86. P. 010001.
11. *Troshin S. M., Tyurin N. E.* // AIP Conf. Proc. 2003. Vol. 675. P. 579.
12. *Anselmino M. et al.* // Phys. Rev. 2001. Vol. D 63. P. 054029.
13. *Anselmino M. et al.* // 2012. Phys. Rev. Vol. D 86. P. 074032-1-9.
14. *Belostotski S., Naryshkin Yu. And Veretennikov D.* Measurement of the nuclear-mass dependence of spontaneous (transverse) Λ polarization in quasi-real photoproduction at HERMES // In Proceedings of the 19th International Spin Physics Symposium (SPIN2010), 2010, Julich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012116, P. 1-5.

15. *Abramov V.V., Alekseev A.V., Baldin B.Yu., Vasilchenko V.G., Volkov A.A., Vrazhnov Yu.N., Efimov A.O., Korneev Yu.P. Kryshkin V.I., Rakhmatov V.E., Ronzhin A.I., Rykalin V.I., Sulyaev R.M.* Spectrometer Of Ring Imaging Cherenkov Radiation With Hodoscope Photomultipliers // Nucl. Instrum. Methods. 1985. Vol. A 235. P. 497.
16. *Dyshkant A.S., Kryshkin V.I., Zapolsky V.N., Abramov V.V., Dan'shin V.P., Efimov A.O., Evdokimov V.N., Galyaev N.A., Goncharov P.I., Gurzhiev A.N., Klimov S.B., Korneev Yu.P., Kostritsky A.V., Kotov V.I., Krinitsyn A.N., Kuznetsov V.I., Kuznetsov V.S., Mel'nik Yu.M., Moibenko A.M., Podstavkov V.M., Turchanovich L.K., Volkov A.A., Yakutin A.E., Zarucheisky V.G.* Program of the asymmetry measurements of charged hadron production with 40 GeV/c IHEP polarized proton beam // In Proceedings of the V Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, 20 September 1993, edited by S.B.Nurushev and L.F.Soloviev (Protvino, Russia, 1994), P.434-437.
17. *Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Волков А.А., Глебов В.Ю., Гончаров П.И., Гуржиев А.Н., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Ефимов А.О., Корнеев Ю.П., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Мутафян М.И., Подставков В.М., Ронжин А.И., Суляев Р.М., Турчанович Л.К.* Двухплечевой магнитный спектрометр для исследования жестких взаимодействий на Серпуховском ускорителе // ПТЭ. 1992. Т. 6, С. 75-88.
18. *Bogdanov A.A. et al.* The local inclusive photon polarimeter for RHIC: Preprint IHEP-2000-42. Protvino: IHEP, 2000. -17 p.
19. *Abramov V.V., Belikov N.I., Goncharenko Yu.M., Grishin V.N., Davidenko A.M., Derevshchikov A.A., Kachanov V.A., Konstantinov D.A., Kormilitsyn V.A., Melnik Yu.M., Meshchanin A.P., Minaev N.G., Mochalov V.V., Morozov D.A., Nogach L.V., Nurushev S.B.,*

- Ryazantsev A. V., Ryzhikov S. V., Semenov P. A., Soloviev L. F., Prudkoglyad A. F., Uzunian A. V., Vasiliev A. N., Yakutin A. E., Bazhanov N. A., Borisov N. S., Kolomiets V. G., Lazarev A. B., Neganov A. B., Plis Yu. A., Shchevelev O. N., Usov Yu. A., Chetvertkova V. A. and Chetvertkov M. A.* Preparation of new polarization experiment SPASCHARM at IHEP // In Proceedings of the 19th International Spin Physics Symposium (SPIN2010), 2010, Julich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012018, P. 1-8.
20. *Mochalov V.* // 2013. Phys. Part. Nucl. Vol. 44, No. 6. P. 930-936.
21. *Airapetian A. et al.* // 2007. Phys. Rev. Vol. D 76. P. 092008.
22. *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Кораблев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Крилицын А.Н., Крышкин В.И., Марков А.А., Талов В.В., Турчанович Л.К., Хмельников А.В.* Односпиновая асимметрия заряженных адронов в рА-соударениях при энергии 40 ГэВ и углах образования $40^\circ - 79^\circ$ в с.ц.м. // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 1561-1571.
23. *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Кораблев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Крилицын А.Н., Крышкин В.И., Марков А.А., Талов В.В., Турчанович Л.К., Хмельников А.В.* Измерение анализирующей способности заряженных адронов с большими поперечными импульсами в рА-соударениях при энергии 40 ГэВ // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 1790-1798.
24. *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Кораблев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Крилицын А.Н., Крышкин В.И., Марков А.А., Талов В.В., Турчанович Л.К., Хмельников А.В.* Односпиновая асимметрия заряженных адронов с большими p_T и отрицательными x_F в рА-соударениях при энергии 40 ГэВ // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 1799-1805.

25. *Абрамов В.В.* О зависимости односпиновой асимметрии заряженных пионов от кинематических переменных // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 2153-2162.
26. *Абрамов В.В.* Спиновая физика при взаимодействии адронов высоких энергий // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 414-426.
27. *Абрамов В.В.* Анализ данных по образованию адронов с большими p_T в pA-соударениях при энергии 70 ГэВ // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1318-1326.
28. *Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Вразнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Крилицын А.Н., Крышкин В.И., Кульман Н.Ю., Подставков В.М., Суляев Р.М., Турчанович Л.К.* Оценка длины формирования адронов в процессах с большими p_T в pA-соударениях при энергии 70 ГэВ // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1199-1205.
29. *Abramov V. V., Dyshkant A.S., Evdokimov V.N., Goncharov P.I., Gorin A.M., Gurzhiev A.N., Korneev Yu.P., Kostritskii A. V., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Mel'nik Yu.M., Podstavkov V.M., Sin'kin N.I., Tereshenko S.I., Turchanovich L.K., Yakutin A.E., Zaitchenko A.A., Zapolsky V.N.* Production asymmetry measurement of high x_T hadrons in $p^\uparrow p$ collisions at 40-GeV // Nucl.Phys. B. 1997. Vol. 492. P. 3-17.
30. *Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Вразнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Ефимов А.О., Змушко В.В., Крилицын А.Н., Крышкин В.И., Кульман Н.Ю., Мутафян М.И., Подставков В.М., Суляев Р.М., Турчанович Л.К.* Образование адронов с большими p_T на ядрах при энергии 70 ГэВ // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 357-370 [Z. Phys. 1984. Vol. C24. P. 205-215].
31. *Abramov V. V.* // 2014. Phys. Part. Nucl. Vol. 45, No. 1. P. 62-65. In Press.
32. *Abramov V. V.* A new scaling law for analyzing power in hadron production

- by transversely polarized baryons // Eur. Phys. Journal C. 2000. Vol. 14, P. 427-441.
33. *Abramov V. V.* An explanation of the new polarization data in the framework of effective color field model // In Proceedings of the XIV Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-11), Dubna: JINR, 2011. ISBN 5-9530-003-6. Ed. By A.V. Efremov and S.V. Goloskokov. P. 21-26.
 34. *Abramov V. V.* Single-spin physics: experimental trends and their origin // In Proceedings of the 19th International Spin Physics Symposium (SPIN2010), 2010, Julich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012086, P. 1-8.
 35. *Abramov V. V.* Microscopic Stern-Gerlach effect and Thomas spin precession as an origin of the SSA // In Proceedings of the XIII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-09), Dubna: JINR, 2009. ISBN 5-9530-003-6. Ed. By A.V. Efremov and S.V. Goloskokov. P. 25-28. e-Print: arXiv:0910.1216 [hep-ph].
 36. *Abramov V. V.* Single spin effects in collisions of hadrons and heavy ions at high energy // In Proceedings of the XII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-07), Dubna: JINR, 2008. ISBN 5-9530-0174-6. Ed. By A.V. Efremov and S.V. Goloskokov. P. 13-16. e-Print: arXiv:0711.0323v1 [hep-ph].
 37. *Abramov V. V., Goncharov P. I., Kalinin A. Yu., Khmel'nikov A. V., Korablev A. V., Korneev Yu. P., Kostritsky A. V., Krinitsyn A. N., Kryshkin V. I., Markov A. A., Talov V. V., Turchanovich L. K., Volkov A. A.* Single spin asymmetry of charged hadron production by 40-GeV/c polarized protons // In Proceedings of the XI Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DUBNA-SPIN-05) (Dubna, Sept. 27 – Oct. 1, 2005). Ed. by A.V. Efremov and S.V. Goloskokov. – Dubna: JINR, 2006, P. 243-249. e-Print Archive: hep-ex/0511036.

38. *Abramov V.V., Goncharov P.I., Kalinin A.Yu., Khmelnikov A.V., Korablev A.V., Korneev Yu.P., Kostritsky A.V., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Markov A.A., Talov V.V., Turchanovich L.K., Volkov A.A.* Asymmetry measurement of charged hadron production in $p^\uparrow A$ collisions at 40-GeV. // In Proceedings of the 16th International Spin Physics Symposium (SPIN 2004), Trieste, Italy, 10-16 Oct 2004. Published in Trieste/Mainz 2004, SPIN 2004, P. 657-660. e-Print Archive: hep-ex/0502015.
39. *Abramov V.V., Baldin B.Yu., Buzulutskov A.F., Glebov V.Yu., Dyshkant A.S., Evdokimov V.N., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Kulman N.Yu., Podstavkov V.M., Sulyaev R.M., Turchanovich L.K., Vrazhnov Yu.N. and Zmushko V.V.* Estimation of hadron formation length in high p_T processes in proton-nucleus collisions at 70 GeV // In Proceedings of the XXI International conference on high energy physics, Paris, France, July 26-31, 1982. Journal DE PHYSIQUE Vol. 43, P.C3-152-C3-154.
40. *Abramov V.V.* Universal scaling behavior of the transverse polarization for inclusively produced hyperons in hadron hadron collisions: Preprint IHEP-2001-13. Protvino: IHEP, 2001. - 58 p. e-Print Archive: hep-ph/0111128.
41. *Adams D.L. et al.* // Phys. Lett. 1991. Vol. B 264. P. 462.
42. *Saroff S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. P. 995.
43. *Абрамов В.В. и др.* Фокусирующий двухплечевой спектрометр: Препринт ИФВЭ-74-150. Серпухов: ИФВЭ. 1974.
44. *Абрамов В.В. и др.* Фокусирующий двухплечевой спектрометр: Препринт ИФВЭ-81-46. Серпухов: ИФВЭ. 1981.
45. *Абрамов В.В. и др.* Одиночное и парное образование адронов с большими поперечными импульсами в пучках протонов и π -мезонов: Препринт ИФВЭ-83-16. Серпухов: ИФВЭ. 1983. - 32 с.

46. *Галляев Н.А. и др.* Пучок поляризованных протонов на ускорителе ИФВЭ: Препринт ИФВЭ-92-159. Протвино: ИФВЭ. 1992. - 11 с.
47. *Гаркуша В.И. и др.* Особенности формирования пучков поляризованных протонов от распада $\Lambda \rightarrow p, \pi$: Препринт ИФВЭ-86-147. Серпухов: ИФВЭ. 1986.
48. *Алексеев А.В. и др.* // ПТЭ. 1981. №23, С. 847.
49. *Абрамов В.В. и др.* Характеристики усовершенствованного варианта СКОЧ и методика обработки экспериментальной информации: Препринт ИФВЭ-86-148. Протвино: ИФВЭ. 1986. - 13 с.
50. *Дышкант А.С., Суляев Р.М.* // ПТЭ. 1984. №27, С. 533.
51. *Antreasyan D. et al.*, // Phys. Rev. 1979. Vol. D 19, P. 764.
52. *Abramov V.V. et al.* // Z. Phys. 1985. Vol. C27. P. 491-493.
53. *Kane G., Pumplin J., and Repko W.* // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1689.
54. *Bunce G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 1113.
55. *Pondrom L.G.* // Phys. Rep. 1985. Vol. 122. P. 57.
56. *Duryea J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 1193.
57. *Morelos A. et al.* // Phys. Rev. 1995. Vol. D 52. P. 3777.
58. *Adams D.L. et al.* // Z. Phys. 1992. Vol. C56. P. 181.
59. *Apokin V.D. et al.* // Phys. Lett. 1990. Vol. B 243. P. 461.
60. *Antille J. et al.* // Phys. Lett. 1980. Vol. B 94. P. 523.
61. *Adams D.L. et al.* // Phys. Rev. 1996. Vol. D 53. P. 4747.
62. *Troshin S.M. and Tyurin N.E.* // Phys. Rev. 1995. Vol. D 52. P. 3862.

63. *Allgower C.E. et al.* // Phys. Rev. 2002. Vol. D 65. P. 092008.
64. *Dragoset W.H. et al.* // Phys. Rev. 1978. Vol. D 18. P. 3939.
65. *Videbaek F.* // AIP Conf. Proc. 2005. Vol. 792. P. 993-996.
66. *Mochalov V.V., Troshin S.M., Vasiliev A.N.* // 2004. Phys. Rev. Vol. D 69. P. 077503.
67. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 171801.
68. *Копелиович Б.З., Недермайер Ф.* // ЯФ. 1985. Т. 42, С. 797.
69. *Kochelev N.I.* // Phys. Lett. 1998. Vol. B 426. P. 149.
70. *Diakonov D.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2003. Vol. 51, P. 173.
71. *Kochelev N.I.* // Phys. Lett. 1993. Vol. B 309. P. 416.
72. *Кошелев Н.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Vol. 72. P. 691; hep-ph/9905497.
73. *Sivers D.W.* // Phys. Rev. 1990. Vol. D 41. P. 83.
74. *Collins J.C.* // Nucl. Phys. 1993. Vol. B 396. P. 161.
75. *Anselmino M. et al.* // Phys. Rev. 2006. Vol. D 73. P. 014020.
76. *Hirai M., Kumano S., Saito N.* // Phys. Rev. 2006. Vol. D 74. P. 014015.
77. *Polvado R.O. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1325.
78. *Barni R., Preparata G. and Ratcliffe P.G.* // Phys. Lett. 1992. Vol. B296. P. 251.
79. *Soffer J. and Tornqvist N.E.* // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 907.
80. *Ganguli S.N., Roy D.P.* // Phys. Rept. 1980. Vol. 67. P. 201-395.
81. *Введение в поляризационную физику: Учебное пособие.* / Нурушев С. Б., Рунцо М. Ф., Стриханов М. Н. - М.: МИФИ, 2007. - 516 с.

82. *Heller K.J.* // 1986. J. de Phys. (France) Vol. 46. P. 121-129.
83. *Panagiotou A.D.* // 1990. Int. J. Mod. Phys. Vol. A 5. P. 1197.
84. *Lach J.* Hyperon polarization, crystal channeling and E781 at Fermilab: Preprint FERMILAB-CONF-94-031, Fermilab, Batavia 1994.
85. *Трошин С.М., Тюрин Н.Е.* // УФН. 1994. Т. 164. С. 1073-1087.
86. *Efremov A.V., Goeke K., and Schweitzer P.* // 2008. Eur. Phys. J. Special Topics. Vol. 162. P. 1-11.
87. *Anselmino M. et al.* Sivers and Collins effects in polarized pp scattering processes: Proc. of the Transversity 2008: 2nd International Workshop on Transverse Polarization Phenomena in Hard Processes. Ferrara, Italy, 28-31 May 2008. arXiv:0809.3743 [hep-ph].
88. *Anselmino M. et al.* Sivers and Collins Effects: From SIDIS to Proton-Proton Inclusive Pion Production: Proc. of the 17th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2009), 26-30 April 2009.: Madrid, Spain. arXiv:0907.3999 [hep-ph].
89. *Barone V., Bradamante F., Martin A.* // 2010. Prog. Part. Nucl. Phys. Vol. 65. P. 267-333.
90. *Lee J.H. et al.* // 2007. AIP Conf. Proc. Vol. 915. P. 533.
91. *Anselmino M. et al.* Sivers effect and the single spin asymmetry A_N in $p^\uparrow p \rightarrow hX$ processes: 2013. arXiv:1304.7691 [hep-ph].
92. *Abelev B.I. et al.* // 2008. Phys. Rev. Lett. Vol. 101. P. 222001.
93. *Igo G. (for the STAR Collaboration).* // 2013. AIP Conf. Proc. Vol. 1523. P. 188.
94. *Ефремов А.В., Теряев О.В.* // ЯФ. 1982. Vol. 36. P. 242 -246.
95. *Ефремов А.В., Теряев О.В.* // ЯФ. 1984. Vol. 39. P. 1517 -1526.

96. *Efremov A.V., Teryaev O.V.* // Phys. Lett. 1985. Vol. B 150. P. 383.
97. *Qiu J., Sterman G.F.* // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 2264 - 2267.
98. *Qiu J., Sterman G.F.* // Phys. Rev. 1998. Vol. D 59. P. 014004.
99. *Boros C., Zuo-tang Liang* // Phys. Rev. 1996. Vol. D 53. P. R2279.
100. *Boros C., Zuo-tang Liang and Ta-chung Meng* // Phys. Rev. 1996. Vol. D 54. P. 4680.
101. *Zuo-tang Liang, Boros C.* // Inter. J. Mod. Phys. 2000. Vol. A 15. P. 927.
102. *Dong H., Li F. and Liang Z.* // Phys. Rev. 2004. Vol. D 69. P. 017501.
103. *Bravar A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 3073.
104. *Bravar A. et al.* // 1996. Phys. Rev. Lett. Vol. 77. P. 2626.
105. *Adams D.L. et al.* // 1998. Nucl. Phys. Vol. B 510. P. 3.
106. *Liang Zuo-tang.* Single spin asymmetries in inclusive high energy hadron-hadron collisions processes: 1996. Preprint FUB-HEP-96-5, arXiv:hep-ph/9604293v1.
107. *Liang Zuo-tang, Boros C.* // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 3608.
108. *Kochelev N. and Korchagin N.* // Phys. Lett. 2014. Vol. B 729. P. 117-120.
109. *Troshin S.M., Tyurin N. E.* // Phys. Part. Nucl. 2010. Vol. 41. P. 54-63.
110. *Troshin S.M., Tyurin N. E.* // Phys. Rev. 2013. Vol. D 88. P. 017502.
111. *Heppelmann S. (for the STAR collaboration)* Talk at the International Workshop on Diffraction in High Energy Physics (Diffraction 2012), Puerto del Carmen, Lanzarote, Canary Islands, Spain, September 10-15: 2012.
112. *Igo B. (for the STAR collaboration)* Talk at 2012 RHIC and AGS Annual Users' Meeting, Upton, June 12-15: 2012.

113. *Troshin S.M., Tyurin N. E.* Chiral quark model spin filtering mechanism and hyperon polarization: 2005. arXiv:hep-ph/0509238.
114. *Рыскин М.Г.* // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1114.
115. *Szwed J.* // Phys. Lett. 1981. Vol. B 105. P. 403.
116. *Richter-Was E., Szwed J.* // Phys. Rev. 1985. Vol. D 31. P. 633.
117. *Szwed J., Wit R.* // AIP Conf. Proc. 1989. Vol. 187. P. 739-743.
118. *Felix J. (E766 Collab.)* Inclusive $\bar{\Lambda}$ polarization in pp collisions at 27 GeV: In Proceedings of the Adriatico Research Conference on Trends in Collider Spin Physics, edited by Y. Onel, N. Paver, A. Penzo. Trieste, 5-8 December 1995.: Singapore, River Edge, N.J.: World Scientific, 1997. P. 231.
119. *Ho P.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. P. 1713.
120. *Abouzaid E. et al.* // 2007. Phys. Rev. Vol. D 75. P. 012005.
121. *Morelos A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 2172.
122. *Andersson B., Gustafson G. and Ingelman G.* // Phys. Lett. 1979. Vol. B 85. P. 417.
123. *Andersson B., Gustafson G. and Ingelman G.* // Phys. Rep. 1983. Vol. 97. P. 31.
124. *Andersson B.* // J. Phys. 1991. Vol. G 17. P. 1507.
125. *Soffer J.* Is the riddle of the hyperon polarization solved?: Preprint CPT-99-P-3898. Marseille, CPT, 1999; hep-ph/9911373 (1999).
126. *DeGrand T.A., Miettinen H.* // Phys. Rev. 1981. Vol. D 23. P. 1227.
127. *DeGrand T.A., Miettinen H.* // Phys. Rev. 1981. Vol. D 24. P. 2419.
128. *DeGrand T.A., Miettinen H.* // Phys. Rev. 1985. Vol. D 31. P. 661.

129. *DeGrand T.A., Markkanen J., Miettinen H.* // Phys. Rev. 1985. Vol. D 32. P. 2445.
130. *Thomas L.H.* // Philos. Mag. 1927. Vol. 3. P. 1.
131. *Wah Y.W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 2551.
132. *Deck L. et al.* // Phys. Rev. 1983. Vol. D 28. P. 1.
133. *Dukes E.C. et al.* // Phys.Lett. 1987. Vol. B193. P. 135.
134. *Bonner B.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P. 1591.
135. *Ramberg E.J. et al.* // Phys. Lett. 1994. Vol. 338 B. P. 403.
136. *Heller K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 2025.
137. *Magnin J. and Simao F.R.A.* Can the Thomas-Precession Mechanism Produced Hyperon Polarization?: Preprint CBPF-NF-071/95. Rio de Janeiro, CBPF. 1995.
138. *Herrera G. et al.* // Phys.Lett. 1996. Vol. B382. P. 201.
139. *Fujita T. and Matsuyama T.* // Phys. Rev. 1988. Vol. D 38. P. 401.
140. *Troshin S.M. and Tyurin N.E.* // Phys. Rev. 1996. Vol. D 54. P. 838.
141. *Troshin S.M. and Tyurin N.E.* // Phys. Rev. 1997. Vol. D 55. P. 1265.
142. *Troshin S.M. and Tyurin N.E.* // Phys.Part.Nucl. 2004. Vol. 35. P. S63-S66.
143. *Ryskin M.G.* Polarization phenomena and confinement forces: In Proceedings of the Int. Conf. on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, edited by N.Brambilla and G.M.Prosperi. Como, Italy, 20-24 June 1994.: Singapore, River Edge, N.J.: World Scientific, 1995. P. 261.
144. *Нурушев С.Б., Рыскин М.Г.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 138-146.
145. *Мигдал А.Б. и Хохлачев С.Б.* // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41, С. 159.

146. *Migdal A.B., Хохлачев С.Б. и Щур С.Б.* // 1986. ЖЭТФ. Т. 91. С. 745.
147. *Bargmann V., Michel L. and Telegdy V.* // 1959. Phys. Rev. Lett. Vol. 2. P. 435.
148. *Kochelev N.* // 2010. Phys. Part. Nucl. Lett. Vol. 7. P. 326.
149. *Korchagin N., Kochelev N., Nikolaev N.* // 2013. Phys. Part. Nucl. Lett. Vol. 10. P. 1-6; arXiv:1111.1831[hep-ph].
150. *Kochelev N.* // 2012. EPJ Web Conf. Vol. 20. P. 01006.
151. *Шурков Д.В. и Заякин А.В.* // 2007. ЯФ. Vol. 70, P. 808.
152. *Higashijima K.* // 1984. Phys. Rev. Vol. D 29. P. 1228.
153. *Baranov S.P.* // 1996. Phys. Rev. Vol. D 54. P. 3228.
154. *Felix J.* // 1999. Mod. Phys. Lett. Vol. A 14. P. 827.
155. *Silin I.* CERN Program Library, D510: Preprint JINR D-810, Dubna, JINR. 1961.
156. *Sanchez-Lopez J.L. et al.* Polarization of Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ inclusively produced by 610-GeV/c Σ^- and 525-GeV/c proton beams: arXiv:0706.3660 [hep-ex].
157. *Lomanno F. et al.* // 1979. Phys. Rev. Lett. Vol. 43. P. 1905.
158. *Abt I. et al.* // 2006. Phys. Lett. Vol. B 638. P. 415.
159. *Abe F. et al.* // 1983. Phys. Rev. Lett. Vol. 50. P. 1102.
160. *Bonner B.E. et al.* // 1988. Phys. Rev. Vol. D 38. P. 729.
161. *Raychaudhuri K. et al.* // 1980. Phys. Lett. Vol. B 90 P. 319.
162. *Heller K. et al.* // 1978. Phys. Rev. Lett. Vol. 41. P. 607.
163. *Lundberg B. et al.* // 1989. Phys. Rev. Vol. D 40. P. 3557.
164. *Wilkinson C. et al.* // 1981. Phys. Rev. Lett. Vol. 46. P. 803.

165. *Trost L.H. et al.* // 1989. Phys. Rev. Vol. D 40. P. 1703.
166. *Rameika R. et al.* // 1986. Phys. Rev. Vol. D 33. P. 3172.
167. *Wilkinson C. et al.* // 1987. Phys. Rev. Lett. Vol. 58. P. 855.
168. *Ankenbrandt C. et al.* // 1983. Phys. Rev. Lett. Vol. 51. P. 863.
169. *Pogodin P. et al.* // 2004. Phys. Rev. Vol. D 70. P. 112005.
170. *Videbaek F.* // AIP Conf. Proc. 2006. Vol. 842. P. 401-403.
171. *Arsene I. et al.* // 2008. Phys. Rev. Lett. Vol. 101. P. 042001.
172. *Ayres D.S. et al.* // Phys. Rev. 1977. Vol. D 15. P. 1826.
173. *Aschman D.G. et al.* // 1978. Nucl. Phys. Vol. B 142. P. 220.
174. *Bazilevsky A.* // 2003. AIP Conf. Proc. Vol. 675. P. 584.
175. *Tanida K.* // In Proceedings of the 19th International Spin Physics Symposium (SPIN2010), 2010, Julich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012097, P. 1-5.
176. *Adamovich M.I. et al.* // 1995. Z. Phys. Vol. A 350. P. 379.
177. *Adamovich M.I. et al.* // 2004. Eur. Phys. J. Vol. C 36. P. 315.
178. *Adamovich M.I. et al.* // 2004. Eur. Phys. J. Vol. C 32. P. 221.
179. *Luk K.B. et al.* // 1988. Phys. Rev. Vol. D 38. P. 19.
180. *Ye Yun-Xiu et al.* // Chin. Phys. Lett. 1996. Vol. 13. P. 351.
181. *Ye Yun-Xiu et al.* // Chin. Phys. Lett. 1999. Vol. 16. P. 98.
182. *Ye Yun-Xiu et al.* The transverse polarization of Λ^0 produced in the collisions of S + Pb at beam energy of 200-GeV per nucleon: In Proceedings of the Int. Symposium on Medium Energy Physics (ISMEP 94), 22-26 Aug 1994. Beijing, China. Edited by Weiqin Chao and Pengnian Shen. River Edge, N.J., World Scientific, 1995. P. 409-411.

183. *Kabana S. for NA35 Collaboration* Transverse Lambda polarization in p + S and central S + Ag collisions at 200-GeV per nucleon: In Proceedings of the Int. Symposium on Strangeness and Quark Matter, Kolymbari, Greece, September 1-5, 1994. Edited by G. Vassiliadis, A.D. Panagiotou, S. Kumar, J. Madsen. 1996. P. 175.
184. *Schilding E.* Lambda Polarization in Lead-Lead Collisions: Ph.D. thesis, University of Utrecht, Netherlands (2003).
185. *Bartke J. et al.* // 1990. Z. Phys. Vol. C 48. P. 191.
186. *Anikina M. et al.* // 1984. Z. Phys. Vol. C 25. P. 1.
187. *Иовчев К. и др.* // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 451-453.
188. *Abelev B.I. et al.* // 2007. Phys. Rev. Vol. C 76. P. 024915.
189. *Bellwied R. et al.* // 2002. Nucl. Phys. Vol. A 698. P. 499.
190. *Selyuzhenkov I. (for the STAR Collaboration)* // 2007. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. Vol. 34. P. S1099-S1102.
191. *Adamczyk L. et al.* Neutral pion cross section and spin asymmetries at intermediate pseudorapidity in polarized proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV: // 2013. Phys. Lett. Vol. B 638. P. 415. Preprint, 2013, arXiv:1309.1800.
192. *Gourlay S.A. et al.* // 1986. Phys. Rev. Lett. Vol. 56. P. 2244.
193. *Selyuzhenkov I.* Anti-Lambda hyperon global polarization in Au+Au collisions at RHIC: Preprint nucl-ex/0702001, 2007.
194. *Allgower C. et al.* // Measurement of single-spin asymmetries of π^+ , π^- , and protons inclusively produced on a carbon target with a 21.6 GeV/c incident polarized proton beam: IHEP preprint 99-14, Protvino, IHEP. 1999.
195. *Krueger K. et al.* // Phys. Lett. 1999. Vol. B 459. P. 412.
196. *Bland L.C.* // AIP Conf. Proc. 2003. Vol. 675. P. 98-111.

197. *Vasiliev A.N. et al.* // 2004. Phys.At.Nucl. Vol. 68. P. 1487.
198. *Vasiliev A.N. et al.* // 2005. Phys.At.Nucl. Vol. 68. P. 1790.
199. *Drachenberg J.L.* // 2009. AIP Conf. Proc. Vol. 1149. P. 517.
200. *Mickey Chiu* // 2007. AIP Conf. Proc. Vol. 915. P. 539.
201. *Kleinjan D.* // In Proceedings of the 19th International Spin Physics Symposium (SPIN2010), 2010, Julich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012085, P. 1-4.
202. *Adamczyk L. et al.* // 2012. Phys. Rev. D. Vol. V.86. P. 051101.
203. *Bonner B.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 1918.
204. *Adams D.L. et al.* // Phys. Lett. 1991. Vol. B 261. P. 201.
205. *Heppelmann S.* Measurement of Transverse Single Spin Asymmetry A_N in Eta Mass Region at Large Feynman X_F with the STAR Forward Pion Detector: Preprint, 2009, arXiv:0905.2840.
206. *Morozov D.A.* Spin effects in forward pi0-production in polarized proton-proton collisions at STAR: Preprint, 2005, e-Print: hep-ex/0505024.
207. *Nogach L.* // 2007 AIP Conf.Proc. Vol. 915. P. 543.
208. *Bonner B.E. et al.* // Phys. Rev. 1990. Vol. D 41. P. 13.
209. *Makdisi Y.* PHENIX Transverse Spin Physics: Proc. of the 20th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2012), 26-30 March 2012.: Bonn, Germany.
210. *Averichev G.S. et al.* // 1997. Phys.At.Nucl. Vol. 60. P. 1643.
211. *Aleev A.N. et al.* // 2000. Phys. Lett. Vol. B 485. P. 334.
212. *Chang T.H. et al.* // 2003. Phys. Rev. Lett. Vol. 91. P. 211801.
213. *Abelev B. et al.* // 2012. Phys. Rev. Lett. Vol. 108. P. 082001.

214. *Abt I. et al.* // 2009. Eur. Phys. J. Vol. C 60. P. 517.
215. *Adare A. et al.* // Phys. Rev. 2010. Vol. D 82. P. 112008.
216. *Adare A. et al.* // Phys. Rev. 2012. Vol. D 86. P. 099904.
217. *Abelev B.I. et al.* // 2008. Phys. Rev. Vol. C 77. P. 061902.
218. *Brown C.N. et al.* // 2001. Phys. Rev. Lett. Vol. 86. P. 2529.
219. *Chatrchyan S. et al.* // 2013. Phys. Rev. Lett. Vol. 110. P. 081802.
220. *Апокин В.Д. и др.* // 1989. ЯФ. Т. 49. С. 156. [Sov. J. Nucl. Phys. 1989. Vol. 49. P. 97].
221. *Апокин В.Д. и др.* // 1989. ЯФ. Vol. 49. P. 165.
222. *Minaenko A.A. et al.* // 1994. Z. Phys. Vol. C 62. P. 15.
223. *Batyunya B.V. et al.* // 1987. Nucl. Phys. Vol. B 294. P. 1037.
224. *Abulencia A. et al.* // 2007. Phys. Rev. Lett. Vol. 99. P. 132001.
225. *Affolder T. et al.* // 2000. Phys. Rev. Lett. Vol. 85. P. 2886.
226. *Acosta D. et al.* // 2002. Phys. Rev. Lett. Vol. 88. P. 161802.
227. *Abazov V.M. et al.* // 2008. Phys.Rev.Lett. Vol. 101. P. 182004.
228. *Kuhr T.* Upsilon polarization measurement at CDF: Proc. of the 18th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2010), 19-23 April 2010.: Convitto della Calza, Frieze, Italy. PoS(DIS 2010)159, P. 1–5. E-Print: arXiv:1011.0161.
229. *Dick L. et al.* // 1975. Phys. Lett. Vol. B 57. P. 93.
230. *Амаглобели Н.С. и др.* // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 695. [Sov. J. Nucl. Phys. 1989. Vol. 50. P. 432].
231. *Vasiliev A.N. et al.* // 2004. Phys.At.Nucl. Vol. 67. P. 1495.

232. Мочалов В.В. и др. // 2010. ЯФ. Vol. 73. P. 2072.
233. Faccini-Turler M.L. et al. // 1979. Z. Phys. Vol. C 1. P. 19.
234. Borg A. et al. // 1974. Nuovo Cimento Vol. 22 A. P. 559.
235. Abramowicz H. et al. // 1976. Nucl. Phys. Vol. B 105. P. 222.
236. Grassler H. et al. // 1978. Nucl. Phys. Vol. B 136. P. 386.
237. Baubillier M. et al. // 1979. Nucl. Phys. Vol. B 148. P. 18.
238. Chung S.U. et al. // 1975. Phys. Rev. Vol. D 11. P. 1010.
239. Chliapnikov P.V. et al. // 1976. Nucl. Phys. Vol. B 112. P. 1.
240. Barletta W. et al. // 1973. Nucl. Phys. Vol. B 51. P. 499.
241. Solano Salinas C.J. Preliminary polarization studies of Ξ^- - Ξ^+ : Proc. of the 8th International Workshop: Structure and Interaction of Hadronic Systems. April 14-19, 2002.: Bento Goncalves, Brazil. Edited by C.A.Z. Vasconcellos, V.E. Herscovitz, D. Hadjimichef, B.E.J. Bodmann. P. 287-290.
242. Barlag B. et al. // 1994. Phys. Lett. Vol. B 325. P. 531.
243. Adeva B. et al. // 1984. Z. Phys. Vol. C 26. P. 359.
244. Sugahara R. et al. // 1979. Nucl. Phys. Vol. B 156. P. 237.
245. Barreiro F. et al. // 1978. Phys. Rev. Vol. D 17. P. 669.
246. Bensinger J. et al. // 1983. Phys. Rev. Lett. Vol. 50. P. 313.
247. Stuntebeck P.H. et al. // 1974. Phys. Rev. Vol. D 9. P. 608.
248. Bensinger J. et al. // 1985. Nucl. Phys. Vol. B 252. P. 561.
249. Ganguli S.N. et al. // 1977. Nucl. Phys. Vol. B 128. P. 408.
250. Azhinenko I.V. et al. // 1983. Phys. Lett. Vol. B 121 P. 183.

251. *Rith K.* Transverse single-spin asymmetries in inclusive hadron electroproduction at HERMES: // In Proceedings of the 19th International Spin Physics Symposium (SPIN2010), 2010, Julich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012056, P.1-4.
252. *Alexakhin V.Yu. et al.* // 2005. Phys. Rev. Lett. Vol. 94. P. 202002.
253. *Naumov D.V. et al.* // 2002. Acta Phys. Polon. Vol. B 33. P. 3791.

Список иллюстраций

- 1.1 Схематическое изображение 22-го канала, где Т-бериллиевая мишень, МН1-очищающий магнит, Р1-поглотитель заряженных частиц, К-коллиматор для выделения части пучка с определенной поляризацией, МН2-магнит, MV1 и MV2-вертикальные корректора, Т1-мишень ФОДС-2. 16
- 1.2 Схематическое изображение оконечной части 22-го канала, где Q9 и Q10 –фокусирующие линзы, С1,С2 -пороговые черенковские счетчики, S_1, S_2 –пучковые черенковские счетчики, IC_1, IC_2, IC_3 –ионизационные мониторы и профилометры, MV1 и MV2 -вертикальные корректора, H_B –сцинтилляционные годоскопы, Т1 -мишень и далее магнит ФОДС-2. Цифрами указано расстояние от мишени (в метрах). 18
- 1.3 Схема установки ФОДС-2. Цифрами указано расстояние от мишени (в метрах). 19
- 1.4 Схема спектрометра колец черенковского излучения и ГФЭУ. . . 23
- 1.5 Зависимость $V(\theta_Y)$ от угла θ_Y — (а). Распределение адронов по M^2 — (б). 24
- 1.6 Распределение по координате X пучка с поляризацией вверх и вниз, до (а) и после (б) выравнивания средних координат в экспозиции. 26
- 1.7 Зависимость A_N от p_T для реакции $p^\uparrow + C \rightarrow \pi^+ + X$. Асимметрия A_N приведена для трех значений разности средних X-координат пучка с поляризацией вверх и вниз +0,5, 0,0 и -0,5 мм соответственно. 27
- 2.1 Спектр квадратов масс адронов, измеренный детектором СКОЧ. 33
- 2.2 Сравнение зависимости A_N от x_T для π^+ -мезонов, при энергиях 40, 18,5 и 13,3 ГэВ [42]. Сплошной линией показан фит (2.5) для 40 ГэВ, штриховой - для 13,3 ГэВ, и линия из точек - для 18,5 ГэВ. Данные находятся в области: $0,03 \leq x_F \leq 0,12$, $0,66 \leq p_T \leq 3,37$ ГэВ/с. 34

- 2.3 Сравнение зависимости A_N от x_T для π^- -мезонов при 40, 18,5 и 13,3 ГэВ [42]. Сплошная линия показывает результат фита формулой (2.5) для энергии 40 ГэВ, штриховая - для 13,3 ГэВ, и пунктирная - для 18,5 ГэВ. Данные находятся в области: $0,03 \leq x_F \leq 0,12$, $0,66 \leq p_T \leq 3,37$ ГэВ/с. 35
- 2.4 Односпиновая асимметрия в зависимости от x_T для K^+ , K^- - мезонов и антипротонов. Сплошная линия показывает фит формулой (2.5) для K^+ , штриховая - для K^- , и линия из точек - для антипротонов. Данные находятся в области: $0,03 \leq x_F \leq 0,12$, $0,66 \leq p_T \leq 3,37$ ГэВ/с. 36
- 2.5 Сравнение зависимости A_N от x_T для протонов при 40, 18,5 и 13,3 ГэВ [42]. Сплошная линия показывает фит формулой (2.5) для 40 GeV, штриховая - для 13,3 ГэВ, и линия из точек - для 18,5 ГэВ. 37
- 2.6 A_N для протонов в зависимости от энергии реакции в с.ц.м. Данные экспериментов ФОДС-2 и BNL [42]. 38
- 2.7 Зависимость асимметрии от x_T для отношений выходов частиц K^+/π^+ и K^-/π^- . Сплошная линия показывает фит формулой (2.5) для K^+/π^+ , штриховая - для K^-/π^- 39
- 2.8 Зависимость параметра X_0 в (2.5) от энергии реакции в с.ц.м. для π^0 [59, 60, 61] и $\pi^+ + \pi^-$ [42], ФОДС-2. 40
- 2.9 Зависимость параметра A_0 в (2.5) от энергии реакции в с.ц.м. для π^0 [59, 60, 61] и $\pi^+ + \pi^-$ [42], ФОДС-2. 40
- 2.10 Предсказания модели [62], использующей следующие из SU(6) кварковой модели поляризации валентных u и d кварков, для зависимости асимметрии A_N от x_T 42
- 2.11 Сравнение данных ФОДС-2 и экстраполяции предсказаний модели [62] к энергии 40 ГэВ. Данные по зависимости (A_N от x_T) показаны для π^+ и π^- -мезонов. 42
- 3.1 Зависимости анализирующей способности от x_F для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ (б). Область измерений: $0,03 \leq x_F \leq 0,71$, $0,59 \leq p_T \leq 2,47$ ГэВ/с. 49
- 3.2 Зависимости анализирующей способности от x_F для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ (б). Область измерений: $0,06 \leq x_F \leq 0,71$, $0,80 \leq p_T \leq 1,97$ ГэВ/с для K^+ и $0,06 \leq x_F \leq 0,53$, $0,79 \leq p_T \leq 2,16$ ГэВ/с для K^- 50

- 3.3 Зависимости анализирующей способности от x_F для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ (а) и $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ (б). Область измерений: $-0,11 \leq x_F \leq 0,68$, $0,58 \leq p_T \leq 2,48$ ГэВ/с для протонов и $0,13 \leq x_F \leq 0,63$, $1,13 \leq p_T \leq 2,32$ ГэВ/с для антипротонов. 51
- 3.4 Зависимости A_N от x_F при различных энергиях и углах образования адронов для реакций $p^\uparrow + p(C) \rightarrow \pi^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + p(C) \rightarrow \pi^- + X$ (б). 53
- 4.1 Зависимости анализирующей способности от p_T для реакций $p^\uparrow + p(C, \text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + p(C, \text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ (б). Область измерений: $-0,01 \leq x_F \leq 0,27$, $0,71 \leq p_T \leq 3,65$ ГэВ/с. 60
- 4.2 Зависимости анализирующей способности от p_T для реакций $p^\uparrow + p(C, \text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ (а) и $p^\uparrow + p(C, \text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ (б). Область измерений: $-0,02 \leq x_F \leq 0,28$, $0,96 \leq p_T \leq 3,55$ ГэВ/с для K^+ и $-0,03 \leq x_F \leq 0,29$, $0,96 \leq p_T \leq 3,58$ ГэВ/с для K^- 62
- 4.3 Зависимости анализирующей способности от p_T для реакций $p^\uparrow + p(C, \text{Cu}) \rightarrow p + X$ (а) и $p^\uparrow + p(C, \text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ (б). Область измерений: $-0,14 \leq x_F \leq 0,26$, $0,64 \leq p_T \leq 3,49$ ГэВ/с для протонов и $0,0 \leq x_F \leq 0,23$, $1,57 \leq p_T \leq 3,38$ ГэВ/с для антипротонов. 63
- 4.4 Среднее значение анализирующей способности в зависимости от p_T для четырех реакций: $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+(K^+) + X$ 65
- 5.1 Зависимости A_N от p_T для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$. Область измерений: $-0,09 \leq x_F \leq -0,06$, $0,71 \leq p_T \leq 3,0$ ГэВ/с для π^+ и $-0,09 \leq x_F \leq -0,06$, $0,71 \leq p_T \leq 3,4$ ГэВ/с для π^- 72
- 5.2 Зависимости A_N от p_T для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$. Область измерений: $-0,13 \leq x_F \leq -0,07$, $1,34 \leq p_T \leq 3,39$ ГэВ/с для K^+ и $-0,12 \leq x_F \leq -0,07$, $1,29 \leq p_T \leq 3,02$ ГэВ/с для K^- 73
- 5.3 Зависимости A_N от p_T для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p(\bar{p}) + X$. Область измерений: $-0,25 \leq x_F \leq -0,10$, $0,67 \leq p_T \leq 3,35$ ГэВ/с для протонов и $-0,13 \leq x_F \leq -0,09$, $2,19 \leq p_T \leq 3,28$ ГэВ/с для антипротонов. 75

6.1	Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$, из работы [91].	79
6.2	Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из работы [91].	79
6.3	Зависимость $A_N(x_F)$ для K^\pm , из работы [91].	79
6.4	Зависимость $A_N(p_T)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из работы [91].	80
6.5	Зависимость $A_N(p_T)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из работы [91].	80
6.6	$A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$, из [102]. $\Delta u_v(x tr) = (2/3)u_v(x)$ и $\Delta d_v(x tr) = (-1/3)d_v(x)$	81
6.7	$A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$, из [102]. $\Delta u_v(x tr) = 0.8xu_v(x)$ и $\Delta d_v(x tr) = -0.87x^{1.5}d_v(x)$	81
6.8	$A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \Lambda X$, из работы [106].	82
6.9	$P_N(x_F)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [106, 107].	82
6.10	$A_N(q_t)$ для рассеяния кварков, при разных параметрах m_q инфракрасного обрезания, из [108].	83
6.11	$A_N(q_t)$ для рассеяния кварков, при разных динамических массах кварка m_q , из [108].	83
6.12	Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$, из [110]. Угол изоляции пиона 70 мрад, $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $0,32 < x_F < 0,40$. Данные STAR из [111, 112].	84
6.13	$P_N(x_F)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [113].	84
6.14	$P_N(p_T)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [113].	84
6.15	$P_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \Lambda X$, из работы [141].	92
6.16	$P_N(p_T)$ для $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$, из работы [141].	92
6.17	Схематическая картина трубки цветового потока между кварком и антикварком. Продольные линии показывают направление хромагнитного поля, а круговые – направление хромагнитного поля.	94
6.18	Сравнение данных E704 для $p^\uparrow p$ (черные кружочки) [41] и $\bar{p}^\uparrow p$ (открытые кружочки) [104], из работы [144].	97
6.19	Схематическая картина микроскопического прибора Штерна-Герлаха [6] для поляризованных кварков в круговом хромагнитном поле, создаваемом кварками-спектаторами после цветовой перезарядки адронов. Горизонтальные линии со стрелками показывают траектории кварков-спектаторов, которые являются продуктами фрагментации пучковой частицы и мишени. Движущиеся кварки создают круговое поперечное хромагнитное поле B^a	98

- 6.20 Отношение $R(A)$, в зависимости от атомного веса ядра мишени. Данные из работы [30] получены при энергии пучка 70 ГэВ. . . 99
- 6.21 Длина формирования π^\pm -мезонов, l_f , в зависимости от импульса в л.с.к., в приближении постоянной плотности ядра [27, 28]. 99
- 6.22 Правила кваркового счета для реакций: $a - p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$, $\omega_A^0 = \omega_U^0(3\lambda - 3\tau\lambda)$; $b - pp \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$, $\omega_A^0 = \omega_S^0(2 + 2\lambda - 3\tau\lambda)$. . 101
- 6.23 Зависимость $P_N(x_F)$ в реакции $pA \rightarrow \bar{\Xi}^{+\uparrow} X$ [119]. Расчеты выполнены для рр, рВе, рСи рPb-соударений и $\sqrt{s} = 38,8$ ГэВ. . 102
- 6.24 Зависимость $P_N(A)$ в реакции $e^+A \rightarrow \Lambda^\uparrow X$. Данные из работ [21, 14]. Импульс пучка позитронов равен 27,6 ГэВ/с. 102

Список таблиц

2.1	Параметры аппроксимации (X_0 и A_0) данных уравнением (5) как функция энергии. Данные ФОДС-2 сравниваются с данными [42]	41
A.1	A_N в зависимости от p_T и x_F для π^+ и π^- -мезонов	133
A.2	A_N в зависимости от p_T для K^+ и K^- -мезонов	134
A.3	A_N в зависимости от p_T и x_F для протонов и антипротонов . . .	134
B.1	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ как функция p_T и x_F . .	135
B.2	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ как функция p_T и x_F . .	136
B.3	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ как функция p_T и x_F .	136
B.4	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ как функция p_T и x_F .	137
B.5	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ как функция p_T и x_F . . .	137
B.6	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ как функция p_T и x_F . . .	138
C.1	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ как функции p_T и x_F . .	139
C.2	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ как функции p_T и x_F . .	140
C.3	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ как функции p_T и x_F . .	140
C.4	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ как функция p_T и x_F .	141
C.5	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ как функции p_T и x_F . .	141
C.6	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ как функции p_T и x_F . . .	142
D.1	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ как функции p_T и x_F . .	143
D.2	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ как функция p_T и x_F . .	143
D.3	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ как функции p_T и x_F . .	144
D.4	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ как функции p_T и x_F .	144
D.5	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ как функции p_T и x_F . . .	145
D.6	A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ как функции p_T и x_F . . .	145
E.1	Реакции первого класса, $B + B \rightarrow B + X$. Измерялась односпиновая асимметрия нуклонов (A_N) либо поляризация барионов (P_N)	147

- Е.2 Реакции второго класса, $B + B \rightarrow \bar{B} + X$ и $\bar{B} + B \rightarrow \bar{B} + X$.
Измерялась односпиновая асимметрия A_N либо поляризация P_N антибариона 148
- Е.3 Реакции третьего класса, $B + B \rightarrow M + X$. Измерялась односпиновая асимметрия A_N псевдоскалярного мезона M 148
- Е.4 Реакции четвертого класса, $B + B \rightarrow V^\uparrow + X$. Измерялась поляризация (выстроенность) векторного мезона V 149
- Е.5 Реакции класса 5, $\bar{B}^\uparrow + B \rightarrow M + X$ и $\bar{B} + B^\uparrow \rightarrow M + X$.
Измерялась односпиновая асимметрия A_N 149
- Е.6 Реакции шестого класса, $\bar{B} + B \rightarrow V^\uparrow + X$. Измерялась поляризация (выстроенность) векторного мезона V 149
- Е.7 Реакции седьмого класса, $M + B^\uparrow \rightarrow M + X$. Измерялась односпиновая асимметрия A_N 150
- Е.8 Реакции восьмого класса, $M + B \rightarrow B + X$, в которых измерялась поляризация P_N бариона 150
- Е.9 Реакции девятого класса, $M + B \rightarrow \bar{B} + X$, в которых измерялась поляризация P_N антибариона 150
- Е.10 Реакции десятого класса, $L + B \rightarrow M + X$, в которых измерялась односпиновая асимметрия A_N 151
- Е.11 Реакции одиннадцатого класса, $L + B \rightarrow B(\bar{B})^\uparrow + X$. Измерялась поляризация P_N 151

Приложение А. Таблицы A_N для реакций

$$p^\uparrow p \rightarrow h + X \text{ и } \theta = 160 \text{ мрад}$$

Таблица А.1. A_N в зависимости от p_T и x_F для π^+ и π^- -мезонов

p_T (ГэВ/с)	x_F	$A_N^{\pi^+}$	$A_N^{\pi^-}$
0,661	0,043	-0,12 ± 0,10	-0,017 ± 0,080
0,912	0,028	-0,085 ± 0,046	-0,040 ± 0,033
1,131	0,038	-0,018 ± 0,019	-0,005 ± 0,012
1,368	0,052	-0,027 ± 0,013	-0,020 ± 0,011
1,613	0,067	+0,009 ± 0,014	-0,037 ± 0,014
1,861	0,077	+0,002 ± 0,019	-0,018 ± 0,022
2,110	0,080	+0,035 ± 0,027	-0,027 ± 0,035
2,360	0,080	+0,091 ± 0,039	+0,068 ± 0,056
2,613	0,085	+0,065 ± 0,058	-0,062 ± 0,081
2,864	0,092	-0,012 ± 0,083	-0,05 ± 0,11
3,118	0,107	+0,20 ± 0,11	-0,24 ± 0,16
3,368	0,114	+0,21 ± 0,16	-0,21 ± 0,20

В табл. А.2 представлены данные по асимметрии A_N в реакциях образования K^+ и K^- -мезонов поляризованными протонами на водородной мишени.

В табл. А.3 представлены данные по асимметрии A_N в реакциях образования протонов и антипротонов поляризованными протонами на водородной мишени.

Таблица А.2. A_N в зависимости от p_T для K^+ и K^- -мезонов

p_T (ГэВ/с)	x_F	$A_N^{K^+}$	$A_N^{K^-}$
0,661	0,044	-0,60 ± 0,46	+0,65 ± 0,42
0,912	0,029	+0,01 ± 0,15	+0,15 ± 0,16
1,131	0,038	-0,074 ± 0,049	-0,046 ± 0,051
1,368	0,053	+0,011 ± 0,029	+0,004 ± 0,039
1,613	0,068	+0,005 ± 0,030	-0,000 ± 0,051
1,861	0,077	-0,016 ± 0,038	+0,034 ± 0,077
2,110	0,081	+0,135 ± 0,052	+0,06 ± 0,12
2,360	0,081	+0,056 ± 0,075	+0,05 ± 0,16
2,613	0,086	+0,03 ± 0,11	+0,40 ± 0,19
2,864	0,094	+0,10 ± 0,15	+0,36 ± 0,23
3,118	0,108	+0,33 ± 0,18	+0,00 ± 0,27
3,368	0,116	+0,28 ± 0,23	+0,65 ± 0,29

Таблица А.3. A_N в зависимости от p_T и x_F для протонов и антипротонов

p_T (ГэВ/с)	x_F	A_N^p	$A_N^{\bar{p}}$
0,912	0,028	-0,024 ± 0,082	+0,44 ± 0,20
1,131	0,037	-0,064 ± 0,029	+0,017 ± 0,067
1,368	0,051	-0,047 ± 0,020	-0,023 ± 0,068
1,613	0,065	-0,071 ± 0,025	+0,09 ± 0,12
1,861	0,075	-0,050 ± 0,020	-0,17 ± 0,17
2,110	0,078	-0,013 ± 0,023	+0,08 ± 0,22
2,360	0,078	-0,066 ± 0,030	+0,19 ± 0,29
2,613	0,083	-0,085 ± 0,043	+0,02 ± 0,34
2,864	0,090	-0,064 ± 0,060	+1,06 ± 0,37
3,118	0,104	-0,009 ± 0,085	+0,44 ± 0,41
3,368	0,112	+0,05 ± 0,11	-0,21 ± 0,47

Приложение В. Таблицы A_N для реакций

$$p^\uparrow C(\text{Cu}) \rightarrow h + X \text{ и } \theta = 90 \text{ мрад}$$

Таблица В.1. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ как функция p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{C})$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{см}}(\text{C}),$ град.
0,588	0,028	$-0,028 \pm 0,066$	-	-	-	78,74
0,678	0,076	$+0,025 \pm 0,047$	-	-	-	64,88
0,947	0,138	$-0,050 \pm 0,042$	1,134	0,131	$-0,023 \pm 0,044$	58,64
1,190	0,211	$-0,041 \pm 0,044$	1,259	0,212	$-0,012 \pm 0,045$	53,44
1,321	0,259	$-0,043 \pm 0,043$	1,360	0,264	$+0,034 \pm 0,045$	50,65
1,439	0,308	$-0,010 \pm 0,043$	1,470	0,314	$+0,050 \pm 0,045$	48,17
1,559	0,356	$+0,055 \pm 0,044$	1,590	0,362	$+0,091 \pm 0,047$	46,32
1,683	0,404	$+0,161 \pm 0,046$	1,717	0,409	$+0,223 \pm 0,050$	44,89
1,825	0,461	$+0,212 \pm 0,048$	1,864	0,465	$+0,199 \pm 0,054$	43,43
2,001	0,534	$+0,260 \pm 0,059$	2,052	0,538	$+0,299 \pm 0,070$	41,86
2,179	0,607	$+0,201 \pm 0,081$	2,239	0,609	$+0,31 \pm 0,11$	40,64
2,458	0,708	$+0,36 \pm 0,11$	2,484	0,705	$+0,12 \pm 0,14$	39,70

Таблица В.2. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ как функция p_T и x_F

p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C)$, град.
0,674	0,078	+0,002 ± 0,050	1,010	0,047	-0,051 ± 0,087	64,34
0,947	0,141	-0,005 ± 0,043	1,133	0,132	-0,083 ± 0,045	58,28
1,192	0,212	-0,030 ± 0,045	1,258	0,214	-0,067 ± 0,047	53,56
1,315	0,262	-0,067 ± 0,044	1,361	0,265	-0,079 ± 0,046	50,41
1,434	0,311	-0,060 ± 0,044	1,477	0,315	-0,117 ± 0,047	48,00
1,557	0,359	-0,117 ± 0,046	1,602	0,363	-0,150 ± 0,050	46,25
1,685	0,406	-0,116 ± 0,050	1,724	0,412	-0,193 ± 0,057	44,99
1,840	0,462	-0,202 ± 0,053	1,874	0,468	-0,246 ± 0,061	43,81
2,014	0,535	-0,332 ± 0,072	2,064	0,541	-0,230 ± 0,087	42,20
2,216	0,608	-0,47 ± 0,12	2,250	0,611	-0,41 ± 0,14	41,28
2,514	0,708	-0,47 ± 0,17	2,547	0,704	-0,57 ± 0,20	40,54

Таблица В.3. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ как функция p_T и x_F

p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C)$, град.
0,735	0,064	-0,090 ± 0,099	-	-	-	70,23
0,973	0,123	-0,038 ± 0,053	1,167	0,117	-0,006 ± 0,061	62,44
1,218	0,198	-0,077 ± 0,059	1,276	0,201	+0,037 ± 0,062	56,13
1,340	0,251	-0,081 ± 0,055	1,371	0,257	-0,024 ± 0,059	52,28
1,440	0,304	-0,029 ± 0,055	1,471	0,310	+0,057 ± 0,060	48,93
1,549	0,354	+0,026 ± 0,058	1,587	0,360	+0,117 ± 0,065	46,67
1,671	0,404	+0,125 ± 0,065	1,702	0,410	+0,278 ± 0,079	45,05
1,821	0,461	+0,210 ± 0,072	1,842	0,468	+0,209 ± 0,088	43,73
1,954	0,528	+0,32 ± 0,13	2,007	0,530	+0,15 ± 0,17	41,87

Таблица В.4. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ как функция p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
0,721	0,067	$+0,155 \pm 0,178$	-	-	-	69,39
0,946	0,127	$+0,025 \pm 0,082$	1,157	0,118	$+0,05 \pm 0,10$	61,48
1,200	0,205	$+0,036 \pm 0,092$	1,274	0,205	$-0,03 \pm 0,11$	55,34
1,335	0,256	$-0,045 \pm 0,088$	1,368	0,261	$-0,13 \pm 0,11$	52,18
1,457	0,308	$+0,027 \pm 0,092$	1,493	0,312	$-0,36 \pm 0,12$	49,45
1,563	0,360	$-0,15 \pm 0,11$	1,622	0,363	$-0,17 \pm 0,16$	47,01
1,700	0,409	$-0,10 \pm 0,14$	1,773	0,411	$+0,04 \pm 0,19$	45,76
1,836	0,467	$-0,19 \pm 0,15$	1,860	0,475	$-0,14 \pm 0,20$	44,16
1,978	0,551	$-0,07 \pm 0,29$	2,069	0,548	$+0,02 \pm 0,37$	41,57
2,161	0,620	$-0,06 \pm 0,45$	-	-	-	40,73

Таблица В.5. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ как функция p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
0,576	-0,107	$-0,02 \pm 0,12$	-	-	-	128,51
0,705	-0,020	$-0,004 \pm 0,067$	0,963	-0,029	$-0,004 \pm 0,095$	96,93
1,023	0,085	$-0,055 \pm 0,046$	1,148	0,081	$-0,073 \pm 0,047$	70,41
1,337	0,219	$-0,193 \pm 0,043$	1,384	0,222	$-0,110 \pm 0,044$	54,95
1,451	0,272	$-0,177 \pm 0,042$	1,489	0,276	$-0,082 \pm 0,043$	51,24
1,563	0,322	$-0,145 \pm 0,042$	1,602	0,328	$-0,066 \pm 0,043$	48,58
1,683	0,372	$-0,070 \pm 0,042$	1,724	0,377	$-0,042 \pm 0,044$	46,57
1,837	0,430	$-0,014 \pm 0,042$	1,878	0,435	$+0,005 \pm 0,043$	44,93
2,017	0,503	$+0,078 \pm 0,044$	2,064	0,507	$+0,086 \pm 0,047$	43,11
2,190	0,576	$+0,164 \pm 0,048$	2,242	0,580	$+0,047 \pm 0,053$	41,60
2,472	0,686	$+0,052 \pm 0,051$	2,479	0,674	$-0,007 \pm 0,059$	40,08

Таблица В.6. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ как функция p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
1,088	0,128	$-0,11 \pm 0,22$	-	-	-	65,52
1,225	0,178	$+0,13 \pm 0,14$	1,162	0,129	$-0,01 \pm 0,20$	60,65
1,339	0,237	$-0,05 \pm 0,13$	1,279	0,180	$+0,06 \pm 0,15$	55,59
1,473	0,294	$+0,01 \pm 0,15$	1,381	0,241	$+0,11 \pm 0,17$	52,31
1,580	0,350	$+0,03 \pm 0,19$	1,510	0,299	$+0,10 \pm 0,19$	49,39
1,693	0,408	$+0,01 \pm 0,27$	1,608	0,360	$+0,11 \pm 0,25$	46,99
1,826	0,469	$-0,01 \pm 0,31$	1,685	0,416	$-0,24 \pm 0,35$	45,17
2,120	0,547	$+0,22 \pm 0,38$	1,940	0,471	$+0,01 \pm 0,42$	45,04
2,316	0,623	$-0,50 \pm 0,39$	2,278	0,550	$-0,36 \pm 0,56$	43,85

Приложение С. Таблицы A_N для реакций

$$p^\uparrow C(\text{Cu}) \rightarrow h + X \text{ и } \theta = 160 \text{ мрад}$$

Таблица С.1. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ как функции p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{C})$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{см}}(\text{C}),$ град.
0,711	-0,012	+0,021 ± 0,042	-	-	-	94,04
0,857	0,007	+0,016 ± 0,041	1,149	-0,032	+0,047 ± 0,059	88,04
1,104	0,011	+0,024 ± 0,041	1,267	-0,011	+0,035 ± 0,043	87,61
1,307	0,022	+0,032 ± 0,040	1,404	0,014	+0,067 ± 0,042	85,97
1,470	0,042	+0,053 ± 0,040	1,539	0,041	+0,051 ± 0,041	83,19
1,622	0,064	+0,065 ± 0,041	1,676	0,066	+0,054 ± 0,042	80,63
1,778	0,085	+0,070 ± 0,041	1,820	0,089	+0,056 ± 0,043	78,69
1,924	0,108	+0,113 ± 0,042	1,971	0,111	+0,071 ± 0,045	76,79
2,113	0,133	+0,129 ± 0,043	2,159	0,136	+0,126 ± 0,047	75,25
2,375	0,167	+0,129 ± 0,051	2,428	0,169	+0,099 ± 0,064	73,61
2,660	0,197	+0,218 ± 0,072	2,696	0,201	+0,08 ± 0,11	72,79
2,952	0,228	+0,17 ± 0,11	3,001	0,228	+0,15 ± 0,20	72,10
3,300	0,243	+0,05 ± 0,15	3,323	0,250	-0,25 ± 0,19	72,88
3,644	0,267	+0,02 ± 0,21	3,667	0,269	-0,38 ± 0,45	72,96

Таблица С.2. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ как функции p_T и x_F .

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
0,713	-0,013	+0,002 ± 0,042	-	-	-	94,33
0,855	0,009	+0,031 ± 0,041	1,151	-0,033	+0,087 ± 0,063	87,50
1,112	0,008	+0,008 ± 0,041	1,269	-0,011	+0,049 ± 0,043	88,29
1,319	0,019	-0,001 ± 0,041	1,406	0,014	+0,053 ± 0,042	86,58
1,482	0,039	-0,002 ± 0,041	1,543	0,040	+0,038 ± 0,042	83,77
1,632	0,062	-0,003 ± 0,041	1,683	0,065	+0,051 ± 0,042	81,04
1,786	0,084	+0,004 ± 0,041	1,827	0,089	+0,058 ± 0,044	78,95
1,936	0,106	-0,020 ± 0,043	1,977	0,111	-0,009 ± 0,047	77,19
2,124	0,132	-0,024 ± 0,045	2,166	0,136	-0,020 ± 0,051	75,53
2,386	0,165	+0,032 ± 0,056	2,431	0,170	+0,038 ± 0,078	73,98
2,675	0,195	-0,085 ± 0,088	2,705	0,201	-0,12 ± 0,14	73,16
2,991	0,222	-0,08 ± 0,14	3,043	0,223	-0,28 ± 0,26	72,87
3,362	0,239	+0,20 ± 0,18	3,357	0,249	-0,18 ± 0,29	73,56
3,667	0,265	-0,01 ± 0,23	3,642	0,281	-0,04 ± 0,42	73,30

Таблица С.3. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ как функции p_T и x_F .

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
0,917	-0,017	-0,003 ± 0,072	1,157	-0,057	-0,00 ± 0,15	94,38
1,130	-0,018	+0,019 ± 0,045	1,281	-0,031	-0,025 ± 0,057	93,76
1,310	0,003	+0,005 ± 0,042	1,417	-0,005	+0,077 ± 0,046	89,46
1,480	0,025	+0,051 ± 0,042	1,554	0,024	+0,082 ± 0,045	86,01
1,631	0,049	+0,066 ± 0,042	1,691	0,050	+0,071 ± 0,046	82,93
1,777	0,074	+0,106 ± 0,043	1,827	0,077	+0,056 ± 0,049	80,24
1,924	0,098	+0,138 ± 0,046	1,972	0,101	+0,037 ± 0,053	78,12
2,113	0,126	+0,132 ± 0,048	2,160	0,128	+0,116 ± 0,057	76,17
2,377	0,161	+0,103 ± 0,063	2,417	0,163	+0,178 ± 0,084	74,38
2,652	0,193	+0,082 ± 0,103	2,699	0,196	+0,17 ± 0,15	73,28
2,974	0,215	-0,24 ± 0,17	2,948	0,228	-0,11 ± 0,31	73,38
3,323	0,234	-0,08 ± 0,26	-	-	-	73,79
3,550	0,282	+0,39 ± 0,43	-	-	-	71,84

Таблица С.4. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ как функция p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
0,908	-0,017	+0,023 ± 0,092	1,153	-0,056	+0,06 ± 0,18	94,33
1,111	-0,013	-0,008 ± 0,048	1,269	-0,033	+0,048 ± 0,073	92,71
1,316	0,002	-0,017 ± 0,046	1,410	-0,003	-0,017 ± 0,061	89,65
1,484	0,024	+0,049 ± 0,047	1,544	0,025	+0,018 ± 0,059	86,25
1,634	0,050	-0,029 ± 0,049	1,680	0,054	+0,021 ± 0,061	82,94
1,775	0,076	+0,065 ± 0,052	1,819	0,081	+0,023 ± 0,067	80,17
1,926	0,100	+0,023 ± 0,061	1,962	0,105	+0,171 ± 0,080	78,13
2,118	0,126	-0,077 ± 0,067	2,167	0,130	+0,131 ± 0,094	76,46
2,400	0,160	+0,03 ± 0,11	2,446	0,166	-0,02 ± 0,17	74,90
2,727	0,181	-0,13 ± 0,18	2,746	0,194	+0,03 ± 0,29	74,96
3,019	0,216	-0,26 ± 0,28	2,933	0,235	-0,37 ± 0,50	73,85
3,372	0,232	+0,41 ± 0,36	-	-	-	74,44
3,580	0,285	-0,19 ± 0,48	-	-	-	72,14

Таблица С.5. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ как функции p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
0,643	-0,143	+0,031 ± 0,043	-	-	-	133,61
0,842	-0,095	+0,003 ± 0,041	1,073	-0,108	+0,025 ± 0,055	115,79
1,102	-0,072	+0,002 ± 0,041	1,207	-0,077	+0,030 ± 0,043	105,63
1,305	-0,048	+0,003 ± 0,041	1,386	-0,048	+0,027 ± 0,042	98,95
1,502	-0,025	-0,005 ± 0,041	1,570	-0,023	+0,020 ± 0,042	94,08
1,681	0,001	+0,006 ± 0,040	1,721	0,006	+0,035 ± 0,041	89,85
1,796	0,036	-0,005 ± 0,041	1,845	0,040	+0,041 ± 0,042	85,09
1,944	0,062	+0,005 ± 0,041	1,992	0,065	+0,038 ± 0,042	82,22
2,138	0,091	+0,043 ± 0,041	2,184	0,095	-0,002 ± 0,042	79,67
2,396	0,129	+0,041 ± 0,043	2,443	0,132	+0,043 ± 0,046	77,01
2,665	0,163	+0,060 ± 0,049	2,711	0,167	+0,013 ± 0,057	75,32
2,921	0,199	+0,058 ± 0,069	2,958	0,201	-0,052 ± 0,096	73,73
3,216	0,231	-0,07 ± 0,10	3,273	0,233	+0,27 ± 0,17	72,90
3,473	0,264	-0,34 ± 0,18	3,562	0,260	+0,44 ± 0,34	71,97

Таблица С.6. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ как функции p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C),$ град.
1,508	0,000	$+0,06 \pm 0,54$	1,577	-0,002	$+0,28 \pm 0,21$	90,00
1,644	0,020	$+0,006 \pm 0,085$	1,700	0,021	$+0,081 \pm 0,069$	87,30
1,785	0,040	$-0,051 \pm 0,075$	1,832	0,047	$-0,036 \pm 0,064$	85,04
1,949	0,067	$-0,038 \pm 0,099$	1,984	0,075	$+0,027 \pm 0,070$	82,42
2,137	0,100	$-0,00 \pm 0,12$	2,172	0,109	$+0,089 \pm 0,076$	79,73
2,423	0,138	$-0,36 \pm 0,21$	2,420	0,151	$+0,05 \pm 0,12$	77,57
2,781	0,159	$-0,14 \pm 0,29$	2,724	0,183	$+0,00 \pm 0,23$	77,52
3,014	0,204	$-0,09 \pm 0,42$	2,914	0,223	$+0,20 \pm 0,43$	75,32
3,378	0,229	$-0,26 \pm 0,45$	-	-	-	75,30
3,577	0,280	$+0,25 \pm 0,60$	-	-	-	73,15

Приложение D. Таблицы A_N для реакций

$$p^\uparrow C(\text{Cu}) \rightarrow h + X \text{ и } \theta = 230 \text{ мрад}$$

Таблица D.1. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^+ + X$ как функции p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{см}}(C),$ град.
0,707	-0,069	$-0,10 \pm 0,14$	-	-	-	112,20°
0,867	-0,062	$+0,043 \pm 0,043$	-	-	-	106,65°
1,111	-0,063	$+0,058 \pm 0,042$	1,358	-0,103	$-0,051 \pm 0,048$	103,34°
1,426	-0,080	$+0,036 \pm 0,042$	1,554	-0,098	$+0,056 \pm 0,044$	103,20°
1,675	-0,079	$+0,064 \pm 0,044$	1,784	-0,091	$+0,101 \pm 0,047$	101,16°
1,915	-0,074	$+0,155 \pm 0,049$	2,011	-0,082	$+0,122 \pm 0,054$	99,18°
2,161	-0,069	$+0,036 \pm 0,062$	2,243	-0,074	$-0,004 \pm 0,069$	97,61°
2,415	-0,068	$+0,036 \pm 0,090$	2,477	-0,068	$+0,14 \pm 0,10$	96,72°
2,684	-0,070	$-0,16 \pm 0,13$	2,740	-0,069	$-0,01 \pm 0,16$	96,22°
2,988	-0,068	$+0,27 \pm 0,18$	3,060	-0,067	$-0,22 \pm 0,22$	95,44°

Таблица D.2. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^- + X$ как функция p_T и x_F

$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	$p_T,$ ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{см}}(C),$ град.
0,707	-0,071	$-0,00 \pm 0,18$	-	-	-	112,63°
0,868	-0,061	$+0,037 \pm 0,044$	-	-	-	106,26°
1,110	-0,064	$+0,006 \pm 0,043$	1,370	-0,102	$+0,098 \pm 0,054$	103,46°
1,426	-0,081	$-0,003 \pm 0,043$	1,543	-0,095	$+0,017 \pm 0,045$	103,27°
1,677	-0,081	$+0,008 \pm 0,045$	1,772	-0,088	$+0,048 \pm 0,048$	101,34°
1,913	-0,074	$+0,013 \pm 0,051$	2,006	-0,081	$+0,001 \pm 0,058$	99,12°
2,163	-0,069	$+0,026 \pm 0,066$	2,246	-0,075	$-0,015 \pm 0,078$	97,54°
2,417	-0,069	$+0,026 \pm 0,096$	2,482	-0,068	$+0,10 \pm 0,12$	96,76°
2,702	-0,075	$-0,05 \pm 0,14$	2,749	-0,070	$+0,06 \pm 0,18$	96,57°
3,032	-0,078	$-0,04 \pm 0,17$	3,087	-0,072	$-0,33 \pm 0,22$	96,10°
3,379	-0,074	$-0,03 \pm 0,38$	-	-	-	95,19°

Таблица D.3. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^+ + X$ как функции p_T и x_F .

p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C)$, град.
1,342	-0,131	+0,19 ± 0,18	1,385	-0,127	+0,044 ± 0,081	111,95°
1,452	-0,107	+0,127 ± 0,051	1,561	-0,123	+0,119 ± 0,053	106,92°
1,685	-0,101	+0,106 ± 0,054	1,797	-0,113	+0,037 ± 0,059	103,90°
1,913	-0,090	+0,119 ± 0,065	2,021	-0,101	+0,066 ± 0,075	100,99°
2,156	-0,084	+0,034 ± 0,091	2,256	-0,092	+0,18 ± 0,11	99,14°
2,399	-0,076	-0,13 ± 0,14	2,507	-0,086	-0,10 ± 0,16	97,45°
2,681	-0,076	-0,02 ± 0,19	2,770	-0,087	+0,35 ± 0,24	96,68°
2,995	-0,078	-0,27 ± 0,21	3,113	-0,085	+0,22 ± 0,27	96,14°
3,386	-0,085	+0,01 ± 0,55	-	-	-	95,92°

Таблица D.4. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^- + X$ как функции p_T и x_F

p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{cm}}(C)$, град.
1,288	-0,117	+0,13 ± 0,24	-	-	-	110,19°
1,453	-0,110	-0,053 ± 0,073	1,575	-0,127	+0,026 ± 0,095	107,04°
1,693	-0,107	+0,059 ± 0,079	1,788	-0,112	+0,04 ± 0,11	104,35°
1,925	-0,096	+0,02 ± 0,11	2,006	-0,098	+0,11 ± 0,14	101,41°
2,178	-0,088	+0,06 ± 0,16	2,227	-0,086	-0,21 ± 0,20	99,29°
2,377	-0,071	+0,23 ± 0,20	2,546	-0,096	+0,10 ± 0,34	96,89°
2,658	-0,074	-0,11 ± 0,26	2,762	-0,084	-0,06 ± 0,41	96,43°
3,003	-0,081	+0,20 ± 0,27	-	-	-	96,23°

Таблица D.5. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p + X$ как функции p_T и x_F

p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{см}}(C)$, град.
0,672	-0,248	$-0,04 \pm 0,10$	-	-	-	147,68°
0,833	-0,198	$+0,034 \pm 0,043$	1,144	-0,225	$+0,05 \pm 0,21$	135,51°
1,128	-0,172	$+0,064 \pm 0,042$	1,330	-0,189	$-0,029 \pm 0,044$	123,15°
1,436	-0,166	$+0,034 \pm 0,042$	1,544	-0,174	$+0,026 \pm 0,042$	116,34°
1,717	-0,158	$+0,022 \pm 0,043$	1,817	-0,164	$+0,031 \pm 0,043$	111,51°
2,013	-0,157	$-0,012 \pm 0,045$	2,113	-0,165	$+0,010 \pm 0,046$	108,47°
2,319	-0,161	$+0,010 \pm 0,047$	2,366	-0,159	$+0,018 \pm 0,048$	106,56°
2,404	-0,108	$+0,027 \pm 0,065$	2,489	-0,112	$+0,020 \pm 0,065$	100,89°
2,651	-0,100	$-0,050 \pm 0,091$	2,730	-0,105	$-0,015 \pm 0,087$	99,18°
2,945	-0,095	$-0,12 \pm 0,13$	3,024	-0,097	$-0,05 \pm 0,13$	97,87°
3,352	-0,097	$+0,08 \pm 0,39$	-	-	-	97,07°

Таблица D.6. A_N для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \bar{p} + X$ как функции p_T и x_F

p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(C)$	p_T , ГэВ/ c	x_F	$A_N(\text{Cu})$	$\theta_{\text{см}}(C)$, град.
2,186	-0,119	$-0,10 \pm 0,48$	2,284	-0,130	$-0,74 \pm 0,62$	101,90°
2,434	-0,123	$-0,67 \pm 0,36$	2,564	-0,136	$-0,25 \pm 0,45$	101,07°
2,748	-0,129	$+0,00 \pm 0,40$	2,822	-0,136	$+0,45 \pm 0,53$	100,30°
3,011	-0,112	$-0,04 \pm 0,33$	3,093	-0,116	$+0,78 \pm 0,52$	98,19°
3,277	-0,091	$-0,49 \pm 0,77$	-	-	-	96,13°

Приложение Е. Классы инклюзивных реакций

В глобальном анализе использованы поляризационные данные по 80 инклюзивным реакциям. Число экспериментальных точек составляет 3160, а число свободных параметров равно 99, то есть на одну реакцию, в среднем, всего 1,23 параметра. При минимизации χ^2 в качестве веса для каждой экспериментальной точки использовалась величина $1/(\sigma_{\text{exp}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2)$, где σ_{exp} и σ_{sys} - ошибки данных и модели соответственно. Введение параметра σ_{sys} аналогично процедуре масштабирования ошибок данных нескольких экспериментов при их усреднении [10]. Для большинства реакций (69,7% точек) величина $\sigma_{\text{sys}} \leq 0,01$. Кроме того, для некоторых реакций использовались значения параметра σ_{sys} в диапазоне от 0,020 до 0,070, если значение $\chi^2/d.o.f$ для этих реакций существенно превышало единицу. Доля точек с соответствующей величиной σ_{sys} составляет: 37,8% ($\sigma_{\text{sys}} = 0$), 5,0% ($\sigma_{\text{sys}} = 0,005$), 26,9% ($\sigma_{\text{sys}} = 0,01$), 14,1% ($\sigma_{\text{sys}} = 0,02$), 5,9% ($\sigma_{\text{sys}} = 0,03$), 6,6% ($\sigma_{\text{sys}} = 0,05$), 3,8% ($\sigma_{\text{sys}} = 0,07$). Величина $\chi^2/d.o.f = 0,862$, где $d.o.f$ - число степеней свободы функционала. Относительная точность определения большинства параметров составляет 1-2%. Для минимизации функционала использовалась программа FUMILI [155].

Ниже приводятся списки реакций, входящих в каждый из 11 классов и ссылки на публикации по каждой из реакций. Ввиду большого числа этих публикаций удобнее разместить ссылки на них в приложении. Наличие этого приложения облегчает поиск данных по любой из 80 реакций и составляет основу базы данных по односпиновым поляризационным процессам. В табл. Е.1, в первой колонке указан сквозной порядковый номер реакции, во второй - сама реакция, затем число экспериментальных точек N_p и число свободных локальных параметров N_F в данной реакции.

Е.1. Реакции класса 1: $B + B \rightarrow B + X$

Реакции класса 1 показаны в табл. Е.1. Публикации, использованные в глобальном фите поляризационных данных, представлены ниже.

Для реакции №1: [103, 133, 135, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164]; №2: [56, 119, 165, 166]; №3: [120, 136]; №4: [57, 121, 164, 167, 168, 169]; №5: [118, 135, 158, 162, 163]; №6: [133]; №7: [22, 23, 24, 42, 63, 64, 90, 170, 171, 172, 173]; №8: [77]; №9: [174, 175]; №10: [176, 177]; №11: [176]; №12: [156, 178]; №13: [121]; №14: [179]; №15: [180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187]; №16: [188, 189, 190].

Таблица Е.1: Реакции первого класса, $B + B \rightarrow B + X$. Измерялась односпиновая асимметрия нуклонов (A_N) либо поляризация барионов (P_N)

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
1	$pA \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	325	4	9	$p^\uparrow p \rightarrow nX$	25	0
2	$pA \rightarrow \Xi^{-\uparrow} X$	56	1	10	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow} X$	73	0
3	$pA \rightarrow \Xi^{0\uparrow} X$	21	1	11	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} X$	5	1
4	$pA \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} X$	57	4	12	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	137	0
5	$pA \rightarrow \Sigma^{-\uparrow} X$	6	2	13	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow} X$	4	0
6	$pA \rightarrow \Sigma^{0\uparrow} X$	1	0	14	$pA \rightarrow \Omega^{-\uparrow} X$	5	1
7	$p^\uparrow A \rightarrow pX$	222	4	15	$A_1 A_2 \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	62	3
8	$pp \rightarrow p^\uparrow X$	36	3	16	$AuAu \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	66	3

Е.2. Реакции класса 2: $B(\bar{B}) + B \rightarrow \bar{B} + X$

Реакции второго класса перечислены в табл. Е.2.

№17: [118, 135, 156, 158, 162, 163, 191]; №18: [192]; №19: [119]; №20: [120]; №21: [22, 23, 24, 29, 90, 170]; №22: [121]; №23: [156]; №24: [190, 193].

Е.3. Реакции класса 3: $B + B \rightarrow M + X$

Девять реакций третьего класса представлены в табл. Е.3.

№25: [22, 23, 24, 29, 41, 42, 63, 64, 65, 90, 170, 171, 173, 194, 195]; №26: [22, 23, 24, 41, 42, 63, 90, 171, 173, 194, 195]; №27: [58, 60, 61, 67, 92, 196, 197, 198];

Таблица Е.2: Реакции второго класса, $B + B \rightarrow \bar{B} + X$ и $\bar{B} + B \rightarrow \bar{B} + X$. Измерялась односпиновая асимметрия A_N либо поляризация P_N антибариона

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
17	$pA \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	63	3	21	$p^\uparrow p \rightarrow \bar{p}X$	40	1
18	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	7	0	22	$pA \rightarrow \bar{\Sigma}^{-\uparrow} X$	3	0
19	$pA \rightarrow \bar{\Xi}^{+\uparrow} X$	3	1	23	$\Sigma^- A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	17	1
20	$pA \rightarrow \bar{\Xi}^{0\uparrow} X$	5	0	24	$AuAu \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	57	4

№27: [199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207]; №28: [22, 23, 24, 29, 64, 90, 171];

№29: [22, 23, 24, 29, 64, 90, 171]; №30: [160, 208]; №31: [105, 201, 202, 205, 209];

№32: [210]; №33: [210].

Таблица Е.3: Реакции третьего класса, $B + B \rightarrow M + X$. Измерялась односпиновая асимметрия A_N псевдоскалярного мезона M

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
25	$p^\uparrow A \rightarrow \pi^+ X$	234	1	30	$p^\uparrow A \rightarrow K_s^0 X$	16	1
26	$p^\uparrow A \rightarrow \pi^- X$	189	3	31	$p^\uparrow p \rightarrow \eta X$	53	4
27	$p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$	289	2	32	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^+ X$	15	6
28	$p^\uparrow A \rightarrow K^+ X$	127	1	33	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^- X$	12	3
29	$p^\uparrow A \rightarrow K^- X$	78	0	-	-	-	-

Е.4. Реакции класса 4: $B + B \rightarrow V^\uparrow + X$

Двенадцать реакций четвертого класса представлены в табл. Е.4.

№34: [211]; №35: [211]; №36: [212, 213, 214]; №37: [215, 216]; №38: [217];

№39: [217]; №40: [217]; №41: [218]; №42: [218]; №43: [219]; №44: [219]; №45: [219].

Е.5. Реакции класса 5: $\bar{B} + B \rightarrow M + X$

Шесть реакций пятого класса представлены в табл. Е.5.

№46: [104]; №47: [104]; №48: [61, 204]; №49: [105]; №50: [220]; №51: [221].

Таблица Е.4: Реакции четвертого класса, $B + B \rightarrow V^\uparrow + X$. Измерялась поляризация (выстроенность) векторного мезона V

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
34	$nA \rightarrow K^{*-}(892)^\uparrow X$	6	0	40	$AuAu \rightarrow \bar{K}^{*0}(892)^\uparrow X$	5	0
35	$nA \rightarrow K^{*+}(892)^\uparrow X$	6	2	41	$pA \rightarrow \Upsilon(1S)^\uparrow X$	8	0
36	$pA \rightarrow J/\psi^\uparrow X$	78	0	42	$pA \rightarrow \Upsilon(2S)^\uparrow X$	8	2
37	$p^\uparrow A \rightarrow J/\psi X$	9	2	43	$pp \rightarrow \Upsilon(1S)^\uparrow X$	10	1
38	$pp \rightarrow \phi^\uparrow X$	5	0	44	$pp \rightarrow \Upsilon(2S)^\uparrow X$	10	1
39	$AuAu \rightarrow \phi^\uparrow X$	7	2	45	$pp \rightarrow \Upsilon(3S)^\uparrow X$	10	3

Таблица Е.5: Реакции класса 5, $\bar{B}^\uparrow + B \rightarrow M + X$ и $\bar{B} + B^\uparrow \rightarrow M + X$. Измерялась односпиновая асимметрия A_N

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
46	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+ X$	10	3	49	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \eta X$	3	0
47	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^- X$	10	0	50	$\bar{p}p^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$	12	1
48	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$	34	4	51	$\bar{p}d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$	12	1

Е.6. Реакции класса 6: $\bar{B} + B \rightarrow V^\uparrow + X$

Четыре реакции шестого класса представлены в табл. Е.6.

№52: [222, 223]; №53: [224, 225]; №54: [226, 227, 228]; №55: [227, 228].

Таблица Е.6: Реакции шестого класса, $\bar{B} + B \rightarrow V^\uparrow + X$. Измерялась поляризация (выстроенность) векторного мезона V

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
52	$\bar{p}p \rightarrow \rho^{0\uparrow} X$	24	2	54	$\bar{p}p \rightarrow \Upsilon(1S)^\uparrow X$	19	0
53	$\bar{p}p \rightarrow J/\psi^\uparrow X$	6	0	55	$\bar{p}p \rightarrow \Upsilon(2S)^\uparrow X$	7	0

Е.7. Реакции класса 7: $M + B^\uparrow \rightarrow M + X$

Семь реакций седьмого класса представлены в табл. Е.7.

№56: [229]; №57: [229]; №58: [220, 230, 231]; №59: [221, 232]; №60: [230]; №61: [220, 221]; №62: [220, 221, 230].

Таблица Е.7: Реакции седьмого класса, $M + B^\uparrow \rightarrow M + X$. Измерялась односпиновая асимметрия A_N

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
56	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+ X$	6	0	60	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$	36	1
57	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^- X$	6	0	61	$K^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$	12	0
58	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$	32	2	62	$K^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$	15	0
59	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta X$	6	1	-	-	-	-

Е.8. Реакции класса 8: $M + B \rightarrow B^\uparrow + X$

Шесть реакций восьмого класса представлены в табл. Е.8.

№63: [192, 233, 234, 235, 236, 237, 238]; №64: [233, 239, 240]; №65: [241];

№66: [242, 243, 244, 245, 246, 247]; №67: [247]; №68: [248, 249];

Таблица Е.8: Реакции восьмого класса, $M + B \rightarrow B + X$, в которых измерялась поляризация P_N бариона

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
63	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	100	2	66	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	34	3
64	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	17	1	67	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	7	0
65	$\pi^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow} X$	16	0	68	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow} X$	15	1

Е.9. Реакции класса 9: $M + B \rightarrow \bar{B}^\uparrow + X$

Три реакции девятого класса представлены в табл. Е.9.

№69: [242]; №70: [233, 239, 240, 250]; №71: [241].

Таблица Е.9: Реакции девятого класса, $M + B \rightarrow \bar{B} + X$, в которых измерялась поляризация P_N антибариона

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
69	$\pi^- p \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	7	1	71	$\pi^- A \rightarrow \bar{\Xi}^{+\uparrow} X$	16	0
70	$K^+ p \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	28	2	-	-	-	-

Е.10. Реакции класса 10: $L + B^\uparrow \rightarrow M + X$

Шесть реакций десятого класса представлены в табл. Е.10.

№72: [251]; №73: [251]; №74: [251]; №75: [251]; №76: [252]; №77: [252].

Таблица Е.10: Реакции десятого класса, $L + B \rightarrow M + X$, в которых измерялась односпиновая асимметрия A_N

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
72	$e^+p^\uparrow \rightarrow \pi^+X$	23	0	75	$e^+p^\uparrow \rightarrow K^+X$	23	0
73	$e^+p^\uparrow \rightarrow \pi^-X$	23	0	76	$e^+p^\uparrow \rightarrow K^-X$	21	0
74	$\mu^{-6}LiD^\uparrow \rightarrow h^+X$	25	0	77	$\mu^{-6}LiD^\uparrow \rightarrow h^-X$	25	0

Е.11. Реакции класса 11: $L + B \rightarrow B(\bar{B})^\uparrow + X$

Три реакции одиннадцатого класса представлены в табл. Е.11.

№78: [21]; №79: [63]; №80: [253].

Таблица Е.11: Реакции одиннадцатого класса, $L + B \rightarrow B(\bar{B})^\uparrow + X$. Измерялась поляризация P_N

№	Реакция	N_p	N_F	№	Реакция	N_p	N_F
78	$e^+A \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	14	0	80	$\nu_\mu A \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	17	0
79	$e^+A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	4	0		-	-	-