



Государственный научный центр российской Федерации -
Институт физики высоких энергий
Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»

2014-01
На правах рукописи

Абрамов Виктор Владимирович

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

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2014

УДК 539.1.07

Работа выполнена на базе ускорительного комплекса У-70 в ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ "Курчатовский институт" (г. Протвино).

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Н.Н. Николаев (Институт теоретической физики им. Ландау, РАН, г. Черноголовка), доктор физико-математических наук, профессор И.А. Савин (Лаборатория физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, г. Дубна), доктор физико-математических наук, профессор Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ им. Д.В.Скобельцина, г. Москва).

Ведущая организация – ФГБУ ГНЦ РФ - ИТЭФ НИЦ "Курчатовский институт" им. А.И. Алиханова (г. Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2014 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ "Курчатовский институт" по адресу: 142281, Московская область, г. Протвино, площадь Науки, дом 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ "Курчатовский институт" .

Автореферат разослан “_____” _____ 2014 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр Российской Федерации -
Институт физики высоких энергий
НИЦ «Курчатовский институт», 2014

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Объект исследования и актуальность темы.

Исследования, проведенные за последние 35 лет, показали наличие значительных спиновых эффектов в различных, в том числе инклюзивных процессах. Однако, наблюдение больших спиновых эффектов пока не удалось объяснить в рамках стандартной теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД), предполагающей коллинеарную кинематику [A1]. 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 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):

$$A^\uparrow + B \rightarrow C + X, \quad (1)$$

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

$$A + B \rightarrow C^\uparrow + X. \quad (2)$$

Анализ имеющихся данных указывает на наличие многих общих свойств в поведении этих процессов, в их зависимости от кинематических переменных и квантовых чисел адронов в (1) и (2).

Для практической реализации идеи глобального анализа поляризованных данных требуется создать феноменологическую модель, адекватно описывающую все многообразие имеющихся данных, поскольку только их количественный анализ в рамках определенного механизма позволяет выявить общие закономерности.

С 1994 года в ИФВЭ на поперечно поляризованном протонном пучке с энергией 40 ГэВ (установка ФОДС-2) проводились работы по исследованию спиновых эффектов в инклюзивных процессах образования π^\pm , K^\pm , протонов и антипротонов [1,2,3,4]. Эти измерения показали наличие значительной асимметрии A_N в образовании адронов при значениях поперечного импульса $0,6 \leq p_T \leq 3,6$ ГэВ/с и фейнмановской переменной в интервале $-0,08 < x_F < 0,7$.

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

Отметим, что на установке ФОДС исследовалась также динамика сильных взаимодействий в соударениях неполяризованных протонов с протонной и ядерными мишенями [6]. Это позволило, в частности, экспериментально оценить длину формирования адронов с большими поперечными импульсами [7,8,9]. Измерения с поляризованным протонным пучком стали закономерным этапом 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.

На защиту выносятся следующие основные результаты:

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 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 также, 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° [10].

Впервые была измерена значительная асимметрия $A_N(x_F)$ в инклюзивном образовании протонов и наблюдалась ее осцилляция в зависимости от фейнмановской переменной x_F [2], что находит объяснение в рамках модели хромомагнитной поляризации кварков (ХПК) [5].

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), что позволило расширить используемую апертуру детектора и вдвое увеличить число идентифицируемых событий.

Предложены методы обработки поляризационных данных, которые могут найти применение при обработке данных других экспериментов.

Идеи поиска скейлинговых переменных в поляризационных исследованиях были положены в основу физической программы эксперимента на установке ФОДС-2 (эксперимент SERPUKHOV-175) [A2].

Результаты этой работы использовались при расчете поляриметра для экспериментов на ускорителе RHIC в BNL [A3], а также при подготовке предложения эксперимента СПАСЧАРМ [11].

Модель хромомангнитной поляризации кварков [12] использовалась для объяснения результатов эксперимента HERMES в DESY, в частности данных по A -зависимости поляризации Λ гиперонов [A4].

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 семи-

нарах 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 "Nuclear Physics B"[1], "Ядерная физика"[2, 3,4,5,7,8,10,13], "Zeitschrift fur Physik C"[6], "Physics of Particles and Nuclei"[14] и "European Physical Journal C"[15], в виде трудов международных конференций и совещаний по спиновым явлениям [9,11,12,16,17,18,19,20], а также в виде препринта ИФВЭ [21]. Результаты работ докладывались на конференциях Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН, на научных семинарах 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.

Содержание работы

Во **Введении** раскрываются такие проблемы, как объект исследования и актуальность темы диссертации. Изложены цели диссертационной работы, результаты выдвигаемые автором на защиту, их научная новизна и практическая ценность. Приведен список основных публикаций по теме диссертации.

В **Главе 1** рассматривается постановка эксперимента ФОДС-2 на поляризованном протонном пучке ИФВЭ при энергии 40 ГэВ. Основное внимание обращается на те аспекты, которые существенны в приведенном в диссертации анализе данных.

Схематическое изображение 22-го канала показано на рис. 1, где протоны налетают слева на мишень Т. Средний импульс поляризованных протонов составляет $40 \text{ ГэВ}/c$, $\Delta p/p = \pm 4,5\%$, средняя поляризация пучка равна $P_B = 39_{-3}^{+1}\%$, а его интенсивность достигает 3×10^7 протонов за сброс. Смена знака поляризации пучка проходит через каждые 100 циклов в течение 30 с. Мониторинг пучка осуществляется с помощью ионизационных камер и сцинтилляционных мониторов, которые имеют относительную точность 1%. Размеры пучка на мишени установки ФОДС-2 составляют $\sigma_X = 10,6 \text{ мм}$; $\sigma_Y = 8,1 \text{ мм}$; расходимость пучка: $\theta_X = \pm 6,5 \text{ мрад}$; $\theta_Y = \pm 6,0 \text{ мрад}$. Фон π^+ -мезонов от распада $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ составляет 0,8% [2].

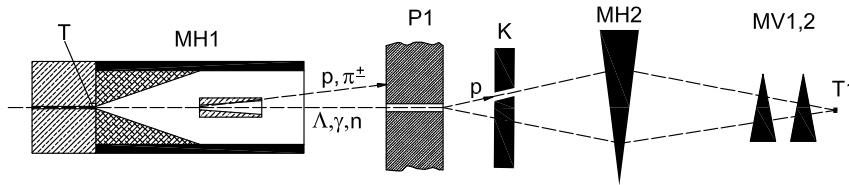


Рис. 1. Схематическое изображение 22-го канала, где Т-бериллиевая мишень, МН1-очищающий магнит, Р1-поглотитель заряженных частиц, К-коллиматор для выделения части пучка с определенной поляризацией, МН2-магнит, МV1 и МV2-вертикальные корректора, Т1-мишень ФОДС-2.

Установка ФОДС-2 является двухплечевым магнитным спектрометром и создана для исследования процессов образования адронов с большими поперечными импульсами на протонном и π^- -мезонном пучках [1,13],[A2]. Схема установки показана на рис. 2. Спектрометрический магнит установки и детекторы расположены на подвижных платформах для изменения угла регистрации частиц.

В каждом плече установки имеются: система из 14 модулей дрейфовых камер (DC), два сцинтилляционных триггерных счетчика (S_1 , S_2), адронный калориметр (HCAL) для отбора в триггере частиц с энергией выше заданного порога, спектрометры колец черенковского излучения (СКОЧ) для идентификации частиц, которые позволяют реконструировать квадрат массы частицы (M^2). В каналах магнита

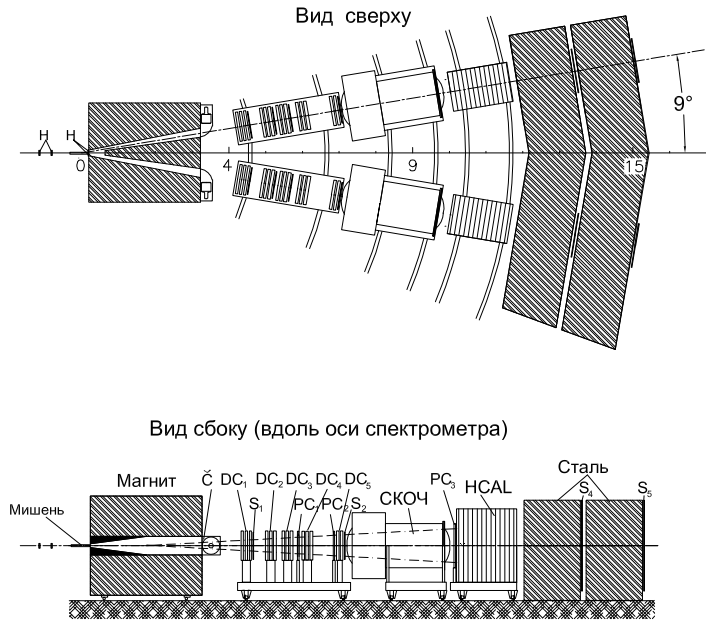


Рис. 2. Схема установки ФОДС-2. Цифрами указано расстояние от мишени (в метрах).

расположены пороговые черенковские счетчики, которые работают на воздухе при атмосферном давлении и используются совместно с детекторами СКОЧ для улучшения идентификации частиц. Совместная работа этих детекторов позволяет идентифицировать заряженные частицы (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}). Точность измерения импульса частиц слабо зависит от величины импульса и составляет 2–3%.

В **Главе 2** представлены результаты измерений односпиновой асимметрии (A_N) на жидководородной мишени при значении $\theta = 160$ мрад, в области $0,03 < x_F < 0,12$ [1]. Поперечное положение (X, Y) точки взаимодействия в жидководородной мишени ($D = 7$ см, $L = 40$ см, $L/\lambda_{abs} = 5\%$) измеряется пучковыми годоскопами.

Условием выработки триггера в каждом плече установки было срабатывание сцинтилляционных счетчиков и выделение энергии в

адронном калориметре выше заданного порогового значения. Одно-спиновая асимметрия вычисляется независимо для каждого из плеч (L -левое, R -правое):

$$A_N^L = \frac{1}{P_B \cdot \cos\phi} \cdot \frac{N_L^u - N_L^d}{N_L^u + N_L^d}, \quad (3)$$

$$A_N^R = \frac{-1}{P_B \cdot \cos\phi} \cdot \frac{N_R^u - N_R^d}{N_R^u + N_R^d}, \quad (4)$$

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.

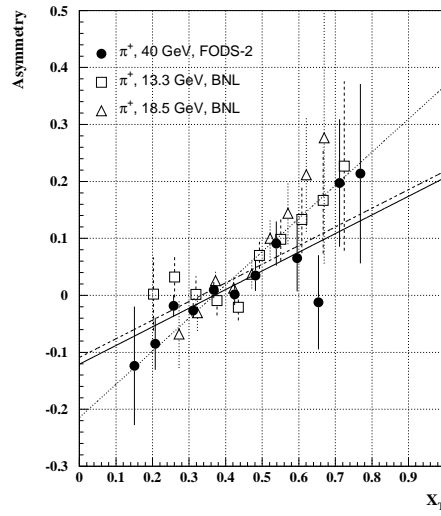


Рис. 3. Сравнение зависимости A_N от x_T для π^+ -мезонов, при энергиях 40, 18,5 и 13,3 ГэВ (BNL). Сплошной линией показан фит (5) для 40 ГэВ, штриховой - для 13,3 ГэВ, и линия из точек - для 18,5 ГэВ.

Асимметрия для π^+ показана на рис. 3, как функция $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$. Линии на рис. 3 представляют собой результат фита выражением:

$$A_N = A_0(x_T - X_0), \quad (5)$$

где наклон (A_0) и точка смены знака (X_0) являются свободными параметрами. 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^+ растет с x_T и меняет знак вблизи $x_T = 0,37$.

На рис. 3 для сравнения показаны также данные эксперимента в BNL [A5]. Как видно на рис. 3, A_N меняет знак при тех же значениях $x_T = 0,37$, при трех различных энергиях пучка (13,3, 18,5 и 40 ГэВ).

Были выполнены также первые измерения односпиновой асимметрии для π^- , K^\pm , p и \bar{p} при импульсе 40 ГэВ/с, с использованием поляризованного протонного пучка и жидководородной мишени. Они сравниваются ниже, в **Главе 4**, с данными, полученными на ядерных мишенях. 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, однако ошибки A_N для K^- , \bar{p} - большие.

В **Главе 3** представлены результаты измерений односпиновой асимметрии (A_N) в $p^\uparrow C(Cu)$ -соударениях для полярного угла $\theta = 90$ мрад в л.с.к., в области $0,59 < p_T < 2,47$ ГэВ/с [2]. 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.

На рис. 4а 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

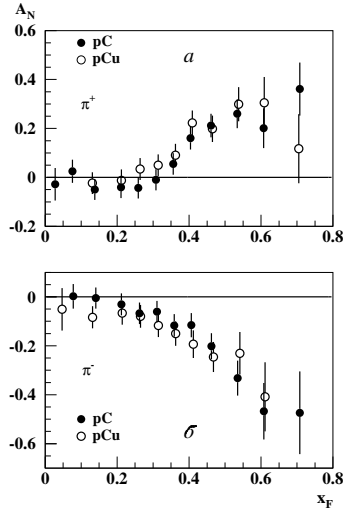


Рис. 4. $A_N(x_F)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$.

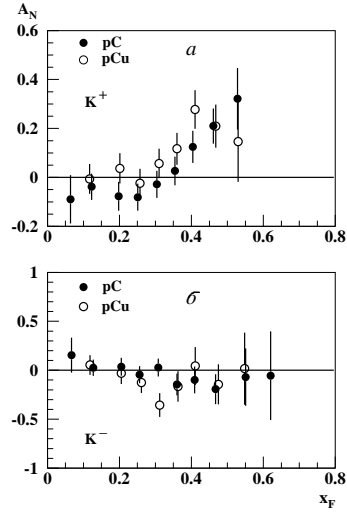


Рис. 5. $A_N(x_F)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$.

измерений с нулевой величиной. Положительная величина A_N при больших значениях переменной x_F наблюдалась ранее при энергиях 200 ГэВ (FNAL) и 22 ГэВ (BNL) [A5].

На рис. 5а 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 18,5 ГэВ (BNL) [A5]. На рис. 5б 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.

На рис. 6а 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 $x_F \approx 0,68$.

На рис. 6б представлена зависимость A_N от x_F для реакций образования антипротонов в pC - и pCu -соударениях, которая согласуется, в пределах довольно больших ошибок измерений, с нулевой величиной.

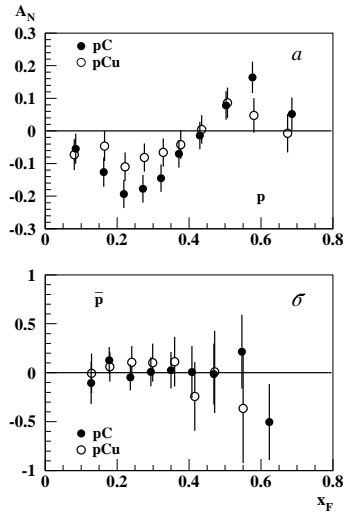


Рис. 6. $A_N(x_F)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p(\bar{p}) + X$.

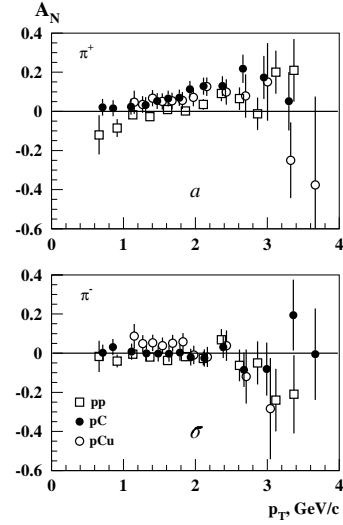


Рис. 7. $A_N(p_T)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$.

Указанные выше особенности поведения A_N в образовании протонов, K^- и \bar{p} позволяют предположить, что односпиновая асимметрия достигает значительной величины для угла образования 90 мрад

лишь в области фрагментации поляризованных протонов, поляризованные кварки (u, d) из которых должны переходить в наблюдаемые адроны.

В **Главе 4** представлены результаты измерений односпиновой асимметрии (A_N) в $p^\dagger C(Cu)$ -соударениях для полярного угла $\theta = 160$ мрад в л.с.к., что соответствует области $-0,01 < x_F < 0,27$ [3]. На рис. 7а представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования π^+ -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.

Данные на двух ядерных мишенях (С и Сu), показанные на рис. 7а, не различаются в пределах экспериментальных ошибок, тогда как для данных на водородной мишени [1], 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.

Зависимость A_N от p_T для реакций образования π^- -мезонов на углеродной и медной мишенях показана рис. 7б. Величина A_N для π^- -мезонов согласуется в пределах ошибок с нулевой величиной для pp - и pA -соударений, что связано, как показано в последующих главах, с наличием порогового полярного угла 73° в с.ц.м., выше которого $A_N = 0$.

На рис. 8а представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования K^+ -мезонов в pC - и pCu -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.

В пределах ошибок измерений не наблюдается систематической зависимости A_N от типа мишени (p, C, Cu).

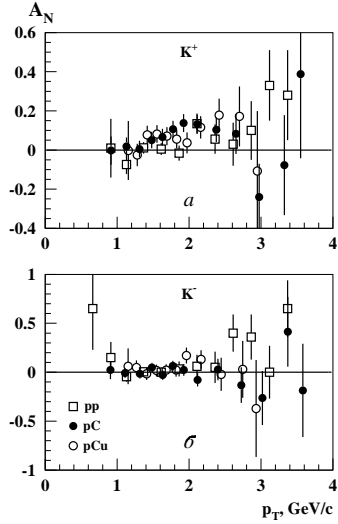


Рис. 8. $A_N(p_T)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$.

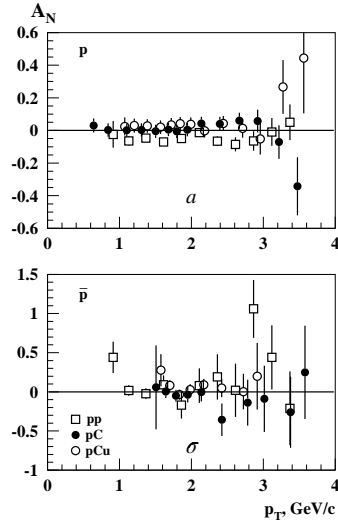


Рис. 9. $A_N(p_T)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow p(\bar{p}) + X$.

Величина A_N впервые измерена для K^- -мезонов при энергиях выше 18,5 ГэВ (BNL) [A5]. На рис. 8б 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.

На рис. 9а 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 типа ядерной мишени и совместима с нулевой 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° [2] 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.

На рис. 9б представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования антипротонов в pp -, pC - и pCu -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. 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.

В **Главе 5** представлены результаты измерений односпиновой асимметрии (A_N) в $p^\uparrow C(Cu)$ -соударениях для полярного угла $\theta = 230$ мрад в л.с.к., в области $-0,09 < x_F < -0,06$ [4]. На рис. 10а 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.

Зависимость A_N от p_T для реакций образования π^- -мезонов на углеродной и медной мишенях показана рис. 10б. 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 соответ-

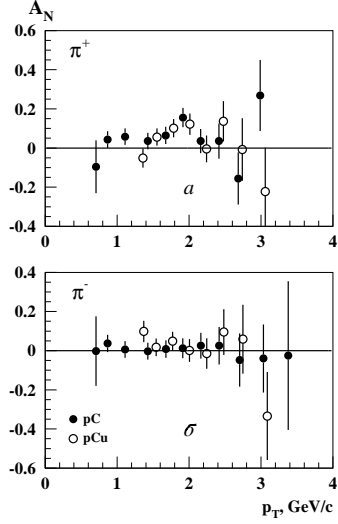


Рис. 10. $A_N(x_F)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow \pi^\pm + X$.

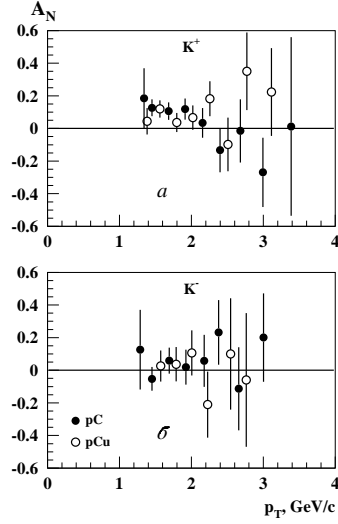


Рис. 11. $A_N(x_F)$ для реакций $p^\uparrow + C(\text{Cu}) \rightarrow K^\pm + X$.

ственно. Следует отметить, что A_N для π^- -мезонов близка к нулю также при положительных значениях $x_F \leq 0,3$ [2,3], что объясняется, как обсуждалось в **Главе 4**, наличием пороговой зависимости A_N от полярного угла (73°) образования π^- в с.ц.м. Зависимость асимметрии от массового числа A ядра мишени для π^\pm -мезонов оказалась незначительной. Равенство нулю A_N для π^- во всем диапазоне поперечных импульсов свидетельствует об отсутствии значительных систематических ошибок.

На рис. 11a представлена зависимость A_N от p_T для реакций образования K^+ -мезонов в pC - и pCu -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 pCu -взаимодействий соответственно.

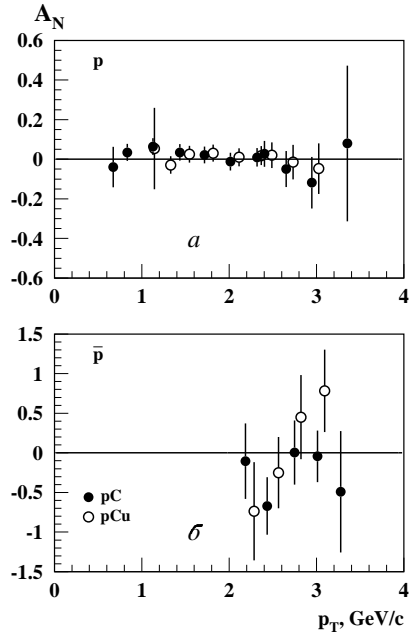


Рис. 12. Зависимости A_N от p_T для реакций $p^\dagger + C(\text{Cu}) \rightarrow p(\bar{p}) + X$. Область измерений: $-0,25 \leq x_F \leq -0,10$ для протонов и $-0,13 \leq x_F \leq -0,09$ для антипротонов.

На рис. 11б 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. Среднее значение A_N в области $1,3 \leq p_T \leq 3,1$ ГэВ/с 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 С и Сu в случае образования K^\pm -мезонов.

На рис. 12а 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/с 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. Таким образом, для угла образования 230 мрад нулевая асимметрия A_N наблюдается для всех адронов, не содержащих валентные u -кварки из поляризованного протона.

Шестая **Глава** посвящена обзору моделей поляризационных явлений, в том числе изложению модели хромагнитной поляризации кварков [5]. Несмотря на успехи этих моделей в объяснении отдельных поляризационных явлений (поляризации гиперонов и одностриковой асимметрии адронов) для небольшого числа реакций, они не в состоянии объяснить, в рамках единого механизма, данные по остальным реакциям, число которых порядка 80. Кроме того, известные из публикаций модели имеют ограниченную область применимости по кинематическим переменным, в том числе по энергии реакции. Для моделей, основанных на пертурбативной КХД, это, обычно, область высоких энергий, 200 ГэВ и более в с.ц.м., где наблюдается согласие по сечениям образования адронов между данными и расчетами.

В связи с указанными выше ограничениями существующих поляризационных моделей автором была предпринята попытка создания простой феноменологической модели, основанной на полуклассических подходах, для объяснения и анализа всех доступных данных в этой области физики поляризационных явлений. Основные положения модели изложены в [5]. Отдельные реакции рассмотрены более детально в [10,12,14,16,17,18].

На данном этапе модель ХПК может рассматриваться, как обобщение эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа данных. Механизм, положенный в основу модели, яв-

ляется 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 [5]. Отдельные реакции рассмотрены в [10,12,14,16,17,18]. В отличие от модели хромомангнитной струны [A6], в модели ХПК учитывается геометрия (структура) цветовых полей, зависимость полей от числа создающих их кварков и антикварков (правила кваркового счета), прецессия спина кварков, зависимость от кинематических переменных, атомных весов частиц A и B и ряд других явлений.

Микроскопический эффект Штерна-Герлаха в неоднородном поперечном хромомангнитном поле поясняется на рис. 13. Кварки-спектаторы, 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 цветовые токи и окружающие их круговые поперечные хромомангнитные поля B^a . Кварк-пробник из наблюдаемого адрона после прохождения области неоднородного хромомангнитного 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,

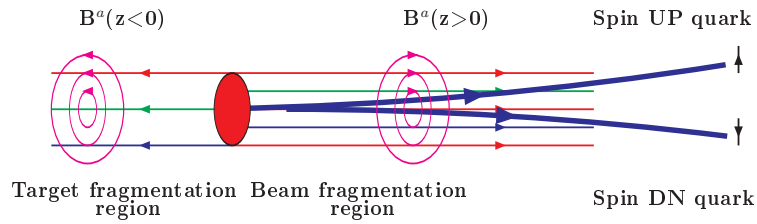


Рис. 13. Схематическая картина микроскопического прибора Штерна-Герлаха для поляризованных кварков в круговом поперечном хромомангнитном поле, создаваемом кварками-спектаторами.

как показано на рис. 13. Кварки-пробники так же могут быть не только валентными кварками сталкивающихся адронов, но и морски-

ми кварками, образующимися в процессе взаимодействия адронов. Даже в этом случае они, после прохождения через неоднородное круговое хромагнитное поле, приобретают дополнительный поперечный импульс $\delta p_x^{\uparrow\downarrow}$, что обеспечивает, например, поляризацию антигиперонов в барион-барионных соударениях. Поскольку локальное направление поля B^a и спина кварка ξ не параллельны, необходимо учитывать прецессию спина кварка. Прецессия спина кварка в модели ХПК описывается уравнением, аналогичным уравнению Томаса-Баргмана-Мишеля-Телегди [A7]:

$$d\xi/dt = g_s[\xi\mathbf{B}^a](g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q, \quad (6)$$

где M_Q и E_Q – масса и энергия кварка. Электрический заряд в уравнении (6) заменен на цветовой заряд кварка (g_s), а магнитный g -фактор – на хромагнитный g_Q^a -фактор кварка. Большая отрицательная величина аномального хромагнитного 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 [A8]. 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 $-1/3$.

Система уравнений для поляризации P_N и асимметрии A_N :

$$A_N = C(\sqrt{s})F(p_T, A)[G(\phi_A) - \sigma G(\phi_B)]; \quad (7)$$

$$G(\phi) = (1 - \cos \phi)/\phi + \epsilon \cdot \phi, \quad (8)$$

$$\phi_A = \omega_A^0 y_A, \quad \phi_B = \omega_B^0 y_B, \quad (9)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0/[(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}, \quad (10)$$

$$F(p_T, A) = (1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^\delta])(1 - \alpha_A \ln A), \quad A \leq A_T; \quad (11)$$

$$F(p_T, A) = (1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^\delta])(1 - \alpha_A \ln A_T), \quad A > A_T; \quad (12)$$

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_A)(1 + \cos \theta^{cm}) + a_0(1 - \cos \theta^{cm}), \quad (13)$$

$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_B)(1 - \cos \theta^{cm}) + a_0(1 + \cos \theta^{cm}), \quad (14)$$

$$v_0 = \frac{-Dg_Q^a \xi_y^0 (\theta^{cm} - \theta_0)}{2\rho(g_Q^a - 2)}, \quad (15)$$

$$\xi_y^0(x) = \frac{\pm 1}{1 + \exp(-x \ln(\sqrt{s/s_0})/\kappa)}, \quad (16)$$

$$\omega_{A(B)}^0 = \frac{g_s \alpha_s \nu_{A(B)} S_0 (g_Q^a - 2)}{M_Q c \rho^2}, \quad (17)$$

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 (17) используются: $(g_Q^a - 2)/2$ – аномальный хромомагнитный момент кварка Q , где $Q = d, u, s, c, b$, α_s – бегущая константа сильной связи, $g_s = \pm \sqrt{4\pi\alpha_s}$ – 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. 14, где указаны также вклады ν кварков и антикварков-спектаторов в ω_A^0 [5].

Параметр ν_A в (17) можно рассматривать как взвешенное с соответствующими цветовыми факторами эффективное число спектаторов (кварков и антикварков), дающих вклад в цветное поле (и частоту осцилляций ω_A^0) в области фрагментации адрона A . Относительный вес qq' и $q\bar{q}'$ взаимодействий определяется цветовым фактором $\lambda = -0,1338 \pm 0,0014$. Малая величина λ может быть связана с отношением волновых функций qq' и $q\bar{q}'$ пар, образуемых кварком-пробником q из наблюдаемого адрона с каждым из кварков

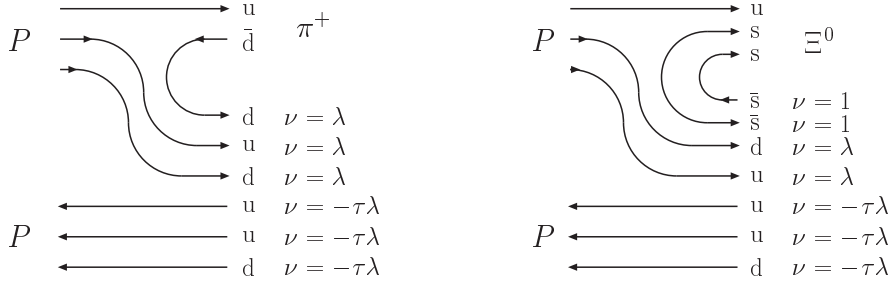


Рис. 14. Правила кваркового счета для реакций: $a - p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$, $\omega_A^0 = \omega_U^0(3\lambda - 3\tau\lambda)$; $b - pp \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$, $\omega_A^0 = \omega_S^0(2 + 2\lambda - 3\tau\lambda)$.

q' и антикварков-спектаторов \bar{q}' :

$$\lambda = -|\Psi_{qq'}(0)|^2/|\Psi_{q\bar{q}'}(0)|^2 \approx -1/8, \quad (18)$$

где для водородоподобного потенциала 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 [A9]. Вклад кварков мишени в ν_A дополнительно подавлен фактором $-\tau$, где $\tau = 0,0265 \pm 0,0009$, поскольку эти кварки движутся в направлении $-z$ в с.ц.м.

При малых значениях частот ω_A^0 и ω_B^0 в (7) и (8) 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 [10].

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

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 [5,14]. Пример возможной осцилляции поляризации показан на рис. 15. Кривые на рис. 15 соответствуют: штриховая – для pp , сплошная – для $p\text{Be}$, пунктирная – для $p\text{Cu}$ и штрих-пунктирная – для $p\text{Pb}$ -соударений соответственно, при

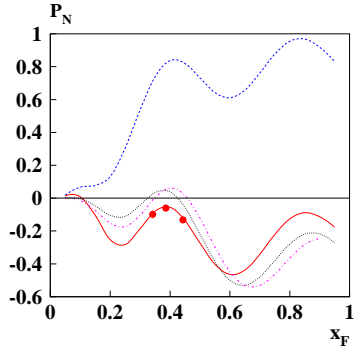


Рис. 15. $P_N(x_F)$ в реакции $pA \rightarrow \Xi^{+} X$ [A10].

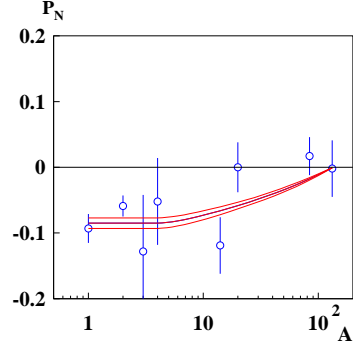


Рис. 16. $P_N(A)$ в реакции $e^{+} A \rightarrow \Lambda^{+} X$ [A4].

энергии $\sqrt{s} = 38,8$ ГэВ. Данные для реакции $pA \rightarrow \Xi^{+} X$ [A10] указывают на осцилляцию $P_N(x_F)$, которая возникает в модели ХПК благодаря прецессии спинов антикварков ($\bar{s}, \bar{s}, \bar{d}$) в сильном хромоманнитном поле шести кварков-спектаторов.

В эксперименте ГЕРМЕС (HERMES) была измерена поляризация Λ -гиперонов в реакции $e^{+} A \rightarrow \Lambda^{+} X$, измеренной на мишенях с различными атомными весами [A4]. Данные эксперимента и предсказания модели ХПК показаны на рис. 16 в зависимости от атомного веса A . Эффективное число кварков-спектаторов, создающих цветовое 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 цветовое поле [5,12]. 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 $p^{+} A \rightarrow pX$ [2,5].

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 на публикации экспериментальных данных по каждой из реакций.

В **Заключении** представлены основные результаты диссертационной работы.

Очень кратко их можно сформулировать следующим образом:

Получены результаты по односпиновой асимметрии в неисследованной ранее кинематической области, для шести типов заряженных 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 хромомангнитной поляризации кварков можно рассматривать как обобщение эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа поляризационных данных по 80 инклюзивным реакциям (3160 точек).

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

Список литературы

- [1] *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.
- [2] *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Корбаев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Криницын 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.
- [3] *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Кораблев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Криницын 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.
- [4] *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Кораблев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Криницын 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.
- [5] *Абрамов В.В.* Феноменология односпиновых эффектов в образовании адронов при высоких энергиях // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1933–1949.
- [6] *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., Криницын 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].
- [7] *Абрамов В.В.* Анализ данных по образованию адронов с большими p_T в рА-соударениях при энергии 70 ГэВ // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1318–1326.
- [8] *Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Вразнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Криницын 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 рА-соударениях при энергии 70 ГэВ // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1199–1205.

- [9] 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.
- [10] Абрамов В.В. О зависимости односпиновой асимметрии заряженных пионов от кинематических переменных // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 2153–2162.
- [11] 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, Jülich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012018, P. 1–8.
- [12] 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.
- [13] Абрамов В.В. Спиновая физика при взаимодействии адронов высоких энергий // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 414-426.

- [14] *Abramov V.V.* // 2014. Phys. Part. Nucl. Vol. 45, No. 1. P. 62-65. In Press.
- [15] *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.
- [16] *Abramov V.V.* Single-spin physics: experimental trends and their origin // In Proceedings of the 19th International Spin Physics Symposium (SPIN2010), 2010, Jülich (Germany). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 295 012086, P. 1–8.
- [17] *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].
- [18] *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].
- [19] *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.
- [20] *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.* 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.

- [21] *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.

Список цитированной литературы

- [A1] *Kane G., Pumplin J., and Repko W.* // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1689.
- [A2] *Абрамов В.В. и др.,* // ПТЭ. 1992. Т. 6, С. 75–88.
- [A3] *Bogdanov A.A. et al.* The local inclusive photon polarimeter for RHIC: Preprint IHEP-2000-42. Protvino: IHEP, 2000. – 17 p.
- [A4] *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.
- [A5] *Saroff S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. P. 995.
- [A6] *Рыскин М.Г.* // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1114.
- [A7] *Bargmann V., Michel L. and Telegdy V.* // 1959. Phys. Rev. Lett. Vol. 2. P. 435.
- [A8] *Kochelev N. and Korchagin N.* // Phys. Lett. 2014. Vol. B 729. P. 117.
- [A9] *Baranov S.P.* // 1996. Phys. Rev. Vol. D 54. P. 3228.
- [A10] *Ho P.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. P. 1713.

Рукопись поступила 26 февраля 2014 года.

Автореферат отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

В.В. Абрамов.

Исследования на поляризованном протонном пучке ИФВЭ и феноменология поляризационных явлений.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 26.02.2014. Формат 60 × 84/16.
Цифровая печать. Печ.л. 2,0. Уч.-изд.л. 2,88. Тираж 100. Заказ 5.
Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ "Курчатовский институт"
142281, Московская область, город Протвино, площадь Науки, дом 1

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2014-01,
ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ "Курчатовский институт", 2014
