

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИХ ПРОЦЕССАХ

А. Н. Сисакян, О. Ю. Шевченко, А. П. Нагайцев, О. Н. Иванов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	117
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ БАЗИС ИЗУЧЕНИЯ ЭФФЕКТОВ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПРОЦЕССАХ ДРЕЛЛА–ЯНА	119
Неполяризованные дрелл-яновские процессы.	123
Одночастично-поляризованные дрелл-яновские процессы.	125
ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ВАЛЕНТНЫМ АНТИКВАРКОМ В НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ	128
Антипротон-протонные столкновения.	128
Пион-протонные столкновения.	136
ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИЕ ПРОЦЕССЫ С МОРСКИМ АНТИКВАРКОМ В НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ	146
Протон-протонные столкновения.	147
Асимметрии в случаях pD - и DD -столкновений.	157
ОЦЕНКИ ИЗМЕРИМОСТИ АСИММЕТРИЙ С НОВЫМ ГЕНЕРАТОРОМ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИХ СОБЫТИЙ	161
ДУАЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССОВ ДРЕЛЛА–ЯНА И J/ψ -РОЖДЕНИЯ	168
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	177
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	178

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИХ ПРОЦЕССАХ

А. Н. Сисакян, О. Ю. Шевченко, А. П. Нагайцев, О. Н. Иванов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматриваются эффекты поляризации адронов и составляющих их кварков в процессах Дрелла–Яна, являющихся одним из самых эффективных инструментов для исследования кварковой структуры нуклона. Особое внимание уделяется таким важным партонным функциям распределения, как поперечность (transversity), T -нечетные функции Сиверса и Бура–Мулдерса, изучение которых необходимо для понимания эффектов, связанных с ненулевой поперечной компонентой кваркового импульса. Представлен оригинальный и обладающий рядом существенных преимуществ метод прямого извлечения поперечности и функции Бура–Мулдерса в протоне из данных по процессам Дрелла–Яна, в которых максимум один из адронов в начальном состоянии поперечно-поляризован. Метод применяется к процессам Дрелла–Яна с антикварком как в валентном состоянии (антипротон–протонные, пион–протонные столкновения), так и в морском (протон–протонные, протон–дейтронные, дейтрон–дейтронные столкновения). Для оценки измеримости поперечности и T -нечетных распределений представлены теоретические оценки значений асимметрий и сечений для установок RHIC (BNL, США), NICA (ОИЯИ, Россия), COMPASS (CERN, Швейцария), PAX (GSI, Германия), J-PARC (Япония). Эти теоретические оценки сопровождаются вычислениями статистических неопределенностей для измеряемых асимметрий, которые проводятся с помощью нового Монте-Карло-генератора дрелл-яновских событий. Исследуется дуальность между процессами Дрелла–Яна и процессами рождения J/ψ -резонанса, которая может позволить существенно уменьшить статистические неопределенности партонных распределений. Проводятся оценки кинематических условий, при которых такая дуальность может наблюдаться.

The polarization effects of hadrons and their constituent quarks are considered in Drell–Yan processes — one of the most effective instruments for the research on quark structure of nucleon. Special attention is being given to such important parton distribution functions as transversity as well as T -odd Sivers and Boer–Mulders distributions, which are absolutely necessary for our understanding of the effects caused by the nonzero transverse component of quark momentum. The original, possessing a number of essential advantages, method of direct extraction of transversity and Boer–Mulders PDFs from the unpolarized and single-polarized Drell–Yan processes is presented. The method is applied to the Drell–Yan processes with antiquark in both valence (antiproton–proton, pion–proton collisions) and sea (proton–proton, proton–deuteron, deuteron–deuteron collisions) states. For the feasibility estimations on transversity and T -odd PDFs, the theoretical estimations of asymmetries and cross sections are performed for the experiments RHIC (BNL), NICA (JINR), COMPASS (CERN), PAX (GSI), J-PARC (Japan). These theoretical estimates are accompanied by the estimations of the statistical uncertainties on the measured asymmetries, which are performed with the recently developed Monte-Carlo generator of the polarized Drell–Yan events. The duality of Drell–Yan and J/ψ -production processes is studied, which can allow one to essentially decrease the statistical uncertainties on parton distributions. The estimates of the kinematical conditions allowing such a duality to be observed are performed.

PACS: 13.88.+e, 13.60.Hb, 13.85.Ni

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с открытия знаменитого спинового кризиса в 1987 г. одной из самых интригующих загадок физики высоких энергий остается проблема понимания спиновой структуры нуклона. Центральной составляющей решения этой проблемы, на которой в течение многих лет сосредотачивались колоссальные усилия теоретиков и экспериментаторов, является нахождение поляризованных партонных распределений в нуклоне. В то время как в настоящее время часть партонных поляризованных распределений можно считать достаточно хорошо изученными, существует ряд важнейших распределений, которые либо все еще неизвестны, либо изучены очень плохо, и, в особенности, это касается распределений, связанных с поперечной поляризацией адрона и составляющих его партонов. Нахождение оптимальных экспериментальных и теоретических возможностей для исследования этих «белых пятен» как раз и является целью настоящей работы.

В случае нулевых поперечных импульсов кварков в приближении лидирующего твиста кварковая структура адрона полностью описывается тремя функциями распределения (см., например, [1]). Это неполяризованная функция распределения партона (ФРП) $f_1(x) \equiv q(x)$, описывающая вероятность нахождения партона (кварка или глюона) в адроне с долей x продольного импульса (вне зависимости от ориентации спина партона). Это продольно-поляризованная ФРП $g_1(x) \equiv \Delta q(x)$, описывающая разность в плотности числа партонов с ориентацией спинов, параллельной и антипараллельной по отношению к спину родительского продольно-поляризованного адрона. Это, наконец, до сих пор плохо изученная поперечно-поляризованная ФРП (поперечность — transversity) $h_1(x) \equiv \Delta_T(x)$, аналогичная продольно-поляризованной ФРП, но для поперечно-поляризованного родительского адрона.

С другой стороны, в настоящее время пристальный интерес вызывают также партонные распределения, обусловленные возможностью существования ненулевой поперечной компоненты \mathbf{k}_T импульса партона. В свою очередь, наиболее интригующими среди таких распределений являются две нечетные относительно инверсии времени (T -нечетные) \mathbf{k}_T -зависящие ФРП лидирующего твиста: функция Сиверса $f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2)$ и функция Бура–Мулдерса $h_{1q}^{\perp}(x, k_T^2)$. В то время как функция Сиверса представляет неполяризованное распределение партона с данным \mathbf{k}_T в поперечно-поляризованном адроне, функция Бура–Мулдерса описывает поперечную поляризацию партона с данным \mathbf{k}_T в неполяризованном адроне. В настоящее время функция Бура–Мулдерса все еще не измерена, в то время как функция Сиверса [2, 3] и поперечность [4] были (предварительно и с большими неопределенностями) извлечены из данных коллабораций HERMES [5] и COMPASS [6] по полуинклюзивному глубоконеупругому рассеянию (ГНР). В то же время анализ данных по полуинклюзивному ГНР страдает от плохого знания функций

фрагментации, и особенно это касается функций фрагментации Коллинза, необходимых для извлечения поперечности [4]. В этом отношении уникальным инструментом для изучения партонных распределений являются дрелл-яновские процессы, так как они обеспечивают прямой доступ к ФРП, без использования каких бы то ни было функций фрагментации. Как показано

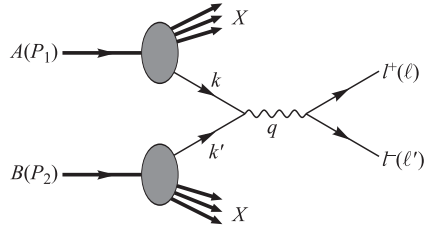


Рис. 1. Диаграмма процесса ММТ–DY

на рис. 1, эти процессы характеризуются рождением лептонной пары (электронной или мюонной) при аннигиляции кварка из одного сталкивающегося адрона и антикварка из другого. Здесь уместно отметить, что, хотя терминология «процессы Дрелла–Яна» для реакций такого типа утвердилась в литературе (так что мы тоже вынуждены ей следовать), она представляется не вполне корректной, так как впервые эти процессы были рассмотрены в работах Матвеева, Мурадяна и Тавхелидзе в 1969 г. [7] и лишь годом позднее — в работах Дрелла и Яна [8].

Следует подчеркнуть, что помимо уже отмеченного существенного преимущества (отсутствие функций фрагментации в выражениях для асимметрий и сечений) необходимость изучения дрелл-яновских процессов диктуется и тем, что они являются времениподобными, в отличие от пространственноподобных процессов полуинклюзивного ГНР. Это особенно важно для исследования функций Сиверса и Бура–Мулдерса: измерения процессов Дрелла–Яна *должны* сопровождать измерения процессов полуинклюзивного ГНР для того, чтобы проверить важнейшее предсказание КХД [9] (см. также [10] и ссылки там)

$$f_{1T}^{\perp}(x, k_T)|_{DY} = -f_{1T}^{\perp}(x, k_T)|_{SIDIS}, \quad (1.1)$$

$$h_1^{\perp}(x, k_T)|_{DY} = -h_1^{\perp}(x, k_T)|_{SIDIS} \quad (1.2)$$

для T -нечетных ФРП f_{1T}^{\perp} и h_1^{\perp} . В связи с этим уместно заметить, что в то время как функция Сиверса уже была извлечена из анализа полуинклюзивного ГНР (с плохой точностью, но по крайней мере виден знак функции $f_{1T}^{\perp}|_{SIDIS}$), соответствующий анализ для функции $h_1^{\perp}|_{SIDIS}$ до сих пор не проводился. Недавно в работе [11] были представлены оценки возможности извлечь азимутальную асимметрию $\langle \cos 2\phi \rangle$ (дающую доступ к h_1^{\perp}) из комбинированного анализа всех существующих и планируемых экспериментов по полуинклюзивному ГНР. Таким образом, в случае успешной реализации этой программы изучение поляризованных дрелл-яновских процессов позволит проверить важнейшие КХД-предсказания (1.1), (1.2) для обеих функций — Сиверса и Бура–Мулдерса.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ БАЗИС ИЗУЧЕНИЯ ЭФФЕКТОВ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПРОЦЕССАХ ДРЕЛЛА–ЯНА

Кинематические переменные дрелл-яновского процесса (см. рис. 1) представлены в табл. 1.

Таблица 1. Кинематические переменные для описания процесса Дрелла–Яна

Величина	Описание
P_1, P_2	4-импульсы адронов
$q = Q$	4-импульс виртуального гамма-кванта
$Q^2 \equiv M_{l^+l^-}^2$	Квадрат инвариантной массы лептонной пары
$s = (P_1 + P_2)^2 \simeq 2P_1P_2$	Квадрат энергии сталкивающихся адронов в системе их центра масс
$x_1 = \frac{Q^2}{2P_1q}, x_2 = \frac{Q^2}{2P_2q}$	Бёркеновские переменные сталкивающихся адронов
$y = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2}$	Быстрота (rapidity)
$x_F = x_1 - x_2$	Переменная Фейнмана
$x_{1,2} = \frac{\sqrt{x_F^2 + 4\tau} \pm x_F}{2} = \sqrt{\tau} e^{\pm y}$	Связь $x_{1,2}$ с x_F и y

Процесс

$$H_1 H_2 \rightarrow l^+ l^- X \quad (2.1)$$

с неполяризованными адронами в начальном состоянии характеризуется двумя углами, заданными в системе центра масс лептонной пары (системе Коллинза–Сопера)*. Это полярный θ и азимутальный ϕ углы лептонной пары, изображенные на рис. 2.

В случае, когда один из адронов (например, адрон H_2) в начальном состоянии поперечно-поляризован, т. е. мы имеем дело с процессом

$$H_1 H_2^\uparrow \rightarrow l^+ l^- X, \quad (2.2)$$

появляется дополнительная угловая переменная ϕ_{S_2} , определяемая как азимутальный угол вектора поляризации \mathbf{S}_2 , измеренный по отношению к лептонной плоскости (см. рис. 2). В случае процессов Дрелла–Яна

$$H_1^\uparrow H_2^\uparrow \rightarrow l^+ l^- X, \quad (2.3)$$

*Детали можно найти в обзоре [1].

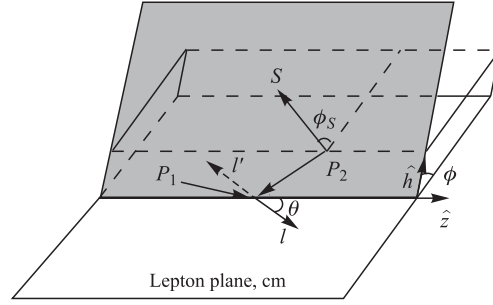
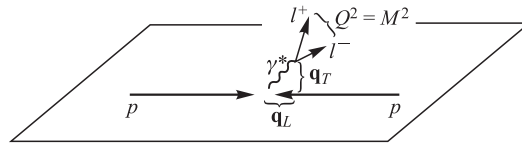


Рис. 2. Определение углов в системе Коллинза–Сопера

Рис. 3. Определение вектора \mathbf{q}_T

с поляризацией обоих адронов в начальном состоянии, мы имеем дело с двумя такими углами — ϕ_{S_1} и ϕ_{S_2} . Принципиально важной для рассматриваемых эффектов ненулевой поперечной компоненты \mathbf{k}_T кваркового импульса является еще одна измеряемая величина — поперечная составляющая

$$\mathbf{q}_T = \mathbf{k}_{1T} + \mathbf{k}_{1T} \quad (2.4)$$

импульса лептонной пары (рис. 3).

Выше была приведена вероятностная интерпретация изучаемых партонных распределений. Уместно также коротко остановиться на их операторном определении (детали можно найти в обзоре [1]).

Все партонные функции распределения, зависящие от поперечного импульса кварка k_T , определяются матрицей кварк-кварковых корреляций, которая в переменных светового фронта имеет вид

$$\Phi(x, \mathbf{k}_T) = \int \frac{dz^- d^2 \mathbf{z}_T}{(2\pi)^3} e^{ipz} \langle P, S | \bar{\psi}_j(0) \mathcal{L}(0, z) \psi_i(z) | P, S \rangle, \quad (2.5)$$

где P и S — четырехвекторы импульса и спина адрона соответственно; $x = k^+/P^+$ — бьёркеновская переменная на световом конусе; i и j — лоренцевы индексы (по цветовым индексам неявно подразумевается суммирование) кварковых операторов. Особую роль в (2.5) играет «калибровочная

связь» («gauge link»)

$$\mathcal{L} = \mathcal{P} \exp \left(-ig \int_0^z d\zeta^\mu A_\mu(\zeta) \right), \quad (2.6)$$

которая вводится в билакальный оператор кварковых полей $\bar{\psi}(0)\psi(z)$ для сохранения его калибровочной инвариантности. k_T -зависящие функции распределения лидирующего твиста

$$[f_1(x, k_T^2), g_1(x, k_T^2), h_1(x, k_T^2)], \quad [h_1^\perp(x, k_T^2), f_{1T}^\perp(x, k_T^2)], \\ [g_{1T}^\perp(x, k_T^2), h_{1L}^\perp(x, k_T^2)], \quad h_{1T}^\perp(x, k_T^2)$$

выражаются через коррелятор (2.5) как

$$\frac{1}{2} \text{tr} [\gamma^+ \phi(x, \mathbf{k}_T)] = f_1 - \frac{\epsilon^{jl} k_T^j S_T^l}{M_H} f_{1T}^\perp(x, k_T^2), \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{2} \text{tr} [\gamma^+ \gamma_5 \phi(x, \mathbf{k}_T)] = S_L g_1(x, k_T^2) + \frac{\mathbf{k}_T \mathbf{S}_T}{M_H} g_{1T}^\perp(x, k_T^2), \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{2} \text{tr} [i\sigma^{j+} \gamma \phi(x, \mathbf{k}_T)] = S_T^j h_1 + \frac{\epsilon^{jl} k_T^l}{M_H} h_1^\perp(x, k_T^2) + S_L \frac{k_T^j}{M_H} h_{1L}^\perp + \\ + \frac{(k_T^j k_T^l) - \frac{1}{2} k_T^2 \delta^{jl} S_T^l}{M_H^2} h_{1T}^\perp(x, k_T^2). \quad (2.9)$$

Как уже упоминалось во введении, в настоящее время* задачей первого приоритета для всех планируемых экспериментов по дрелл-яновским процессам считается нахождение поперечности h_1 и T -нечетных распределений Бур-Мулдерса h_1^\perp и Сиверса f_{1T}^\perp , на которых мы и сосредоточим свое внимание в рамках настоящей статьи.

Хорошо известно, что изучение дрелл-яновских процессов (2.3), в которых оба адрона в начальном состоянии поперечно-поляризованы, дает прямой доступ к функциям распределения поперечности кварка и антикварка, поскольку только они и входят в выражение для двуспиновой асимметрии

$$A_{TT} = \frac{d\sigma(\mathbf{S}_{1\perp}, \mathbf{S}_{2\perp}) - d\sigma(\mathbf{S}_{1\perp}, -\mathbf{S}_{2\perp})}{d\sigma(\mathbf{S}_{1\perp}, \mathbf{S}_{2\perp}) + d\sigma(\mathbf{S}_{1\perp}, -\mathbf{S}_{2\perp})}, \quad (2.10)$$

*В последнее время мы видим все усиливающуюся активность по изучению ФРП h_{1T}^\perp , получившей в литературе название «кренделевидность» («pretzelosity») [12]. Мы также планируем на ближайшую перспективу исследование этой интересной величины с точки зрения ее экспериментальной наблюдаемости.

которое в лидирующем порядке КХД имеет вид (см. детали в обзоре [1])

$$A_{TT} = |\mathbf{S}_{1\perp}| |\mathbf{S}_{2\perp}| \frac{\sin^2 \theta \cos(2\phi - \phi_{S_1} - \phi_{S_2})}{1 + \cos^2 \theta} \times \\ \times \frac{\sum_q e_q^2 \left[h_{1q}(x_1, Q^2)|_{H_1} h_{1\bar{q}}(x_2, Q^2)|_{H_2} + (q \leftrightarrow \bar{q}) \right]}{\sum_q e_q^2 \left[f_{1q}(x_1, Q^2)|_{H_1} f_{1\bar{q}}(x_2, Q^2)|_{H_2} + (q \leftrightarrow \bar{q}) \right]}. \quad (2.11)$$

Однако, несмотря на всю привлекательность двуспиновых асимметрий, они имеют и существенный недостаток, который часто очень сильно затрудняет их практическое применение. А именно, при одном и том же количестве набранных дрелл-яновских событий двуспиновые асимметрии характеризуются гораздо большими статистическими ошибками (произведение двух поляризаций пучка и мишени/пучка в знаменателе выражения для ошибки) по сравнению с односпиновыми асимметриями. Это особенно важно для дрелл-яновских процессов с pp - (так же как с pD - и DD -) столкновениями, где из-за малых значений морских поперечно-поляризованных ФПП, предсказываемых КХД-эволюцией (см., например, [1]), ожидаемые значения двуспиновых асимметрий также очень малы. Это, безусловно, важно и для антипротон-протонных столкновений, где создание высокой степени поляризации антипротонного пучка в настоящее время представляется чрезвычайно сложной и дорогостоящей задачей. Кроме того, двуспиновые асимметрии в принципе не возможны для дрелл-яновских процессов с пионом в начальном состоянии — именно такие процессы планирует изучать коллаборация COMPASS в ближайшем будущем. Таким образом, необходим альтернативный метод извлечения поперечно-поляризованных ФПП, который позволил бы обойтись без использования поляризации обоих сталкивающихся адронов. Такой метод был разработан в серии работ [13, 14], где для извлечения поперечности проводится комбинированный анализ только неполяризованных (2.1) и одночастично-поляризованных (2.2) дрелл-яновских процессов. Очень важно также, что именно процессы (2.1) и (2.2) дают нам доступ к T -нечетным функциям Бура–Мулдерса и Сиверса, важность изучения которых обсуждалась выше.

Начнем рассмотрение процессов (2.1) и (2.2) с результатов работы [15] для соответствующих дифференциальных сечений, полученных в рамках кварк-партонной модели в предположении ненулевого поперечного импульса кварка. Мы будем рассматривать случай чисто поперечной поляризации адрона H_2 , так что полагаем $\lambda_1 = 0$ и $|\mathbf{S}_{1T}| = 1$ ($\lambda_2 = 0$ и $|\mathbf{S}_{2T}| = 1$ в наших обозначениях) в соответствующих формулах (21) и (22) из работы [15]. Кроме того, учитывая только доминирующие электромагнитные вклады (т. е. пренебрегая вкладами z_0 -бозона), а также пренебрегая (точно так же, как

и в работе [15]) вкладом высших гармоник, содержащими 3ϕ -зависимость, получаем следующие упрощенные формулы для сечений неполяризованных и одночастично-поляризованных процессов (2.1) и (2.2):

$$\frac{d\sigma^{(0)}(H_1 H_2 \rightarrow \bar{l} \bar{X})}{d\Omega dx_1 dx_2 d^2 \mathbf{q}_T} = \frac{\alpha^2}{12Q^2} \sum_q e_q^2 \left\{ (1 + \cos^2 \theta) \mathcal{F}[\bar{f}_{1q} f_{1q}] + \sin^2 \theta \cos(2\phi) \times \right. \\ \left. \times \mathcal{F} \left[(2\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{1T} \hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{2T} - \mathbf{k}_{1T} \cdot \mathbf{k}_{2T}) \frac{\bar{h}_{1q}^\perp h_{1q}^\perp}{M_1 M_2} \right] \right\}, \quad (2.12)$$

$$\frac{d\sigma^{(1)}(H_1 H_2^\uparrow \rightarrow \bar{l} \bar{X})}{d\Omega d\phi_{S_2} dx_1 dx_2 d^2 \mathbf{q}_T} = \\ = \frac{\alpha^2}{12Q^2} \sum_q e_q^2 \left\{ (1 + \cos^2 \theta) \mathcal{F}[\bar{f}_{1q} f_{1q}] + \sin^2 \theta \cos(2\phi) \times \right. \\ \times \mathcal{F} \left[(2\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{1T} \hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{2T} - \mathbf{k}_{1T} \cdot \mathbf{k}_{2T}) \frac{\bar{h}_{1q}^\perp h_{1q}^\perp}{M_1 M_2} \right] + (1 + \cos^2 \theta) \sin(\phi - \phi_{S_2}) \times \\ \left. \times \mathcal{F} \left[\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{2T} \frac{\bar{f}_{1q} f_{1q}}{M_2} \right] - \sin^2 \theta \sin(\phi + \phi_{S_2}) \mathcal{F} \left[\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{1T} \frac{\bar{h}_{1q}^\perp h_{1q}^\perp}{M_1} \right] \right\}. \quad (2.13)$$

Здесь $\hat{\mathbf{h}} \equiv \mathbf{q}_T / |\mathbf{q}_T|$, $h_{1q}(x, \mathbf{k}_T^2)$ — это k_T -зависящее распределение поперечности, в то время как $h_{1q}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2)$ и $f_{1q}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2)$ — это k_T -зависящие T -нечетные (наивно) функции Бюра–Мулдерса и Сиверса. Входящие в (2.12) и (2.13) конволюции (convolution products) k_T -зависящих распределений определяются [15] как

$$\mathcal{F}[\bar{f}_q f_q] \equiv \int d^2 \mathbf{k}_{1T} d^2 \mathbf{k}_{2T} \delta^2(\mathbf{k}_{1T} + \mathbf{k}_{2T} - \mathbf{q}_T) \times \\ \times [f_q(x_1, \mathbf{k}_{1T}^2) \bar{f}_q(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2) + (1 \leftrightarrow 2)]. \quad (2.14)$$

2.1. Неполяризованные дрелл-яновские процессы. Рассмотрим сначала дрелл-яновские процессы (2.12) с неполяризованными адронами в начальном состоянии. Легко видеть, что формула (2.12) очень неудобна в применении из-за сложных q_T - и k_T -зависимостей, входящих в (2.12) через конволюции (2.14). Таким образом, представляется, что, имея дело с (2.12), нельзя обойтись без (плохо обоснованных) модельных предположений относительно зависимости ФРП от поперечного импульса кварка k_T , подобных предложенной в работе [15] модели

$$h_{1q}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2) = \frac{\alpha_T}{\pi} c_H^q \frac{M_C M_H}{\mathbf{k}_T^2 + M_C^2} e^{-\alpha_T \mathbf{k}_T^2} f_{1q}(x), \quad (2.15)$$

где $M_C = 2,3$ ГэВ, $c_H^q = 1$, $\alpha_T = 1$ ГэВ $^{-2}$ и M_H — это масса адрона H . С использованием этой модели в [15, 16] вычисляется коэффициент $\kappa \equiv \nu/2$ при $\cos 2\phi$ зависящей части отношения

$$R \equiv \frac{d\sigma^{(0)}/d\Omega}{\sigma^{(0)}}, \quad (2.16)$$

что позволяет объяснить* аномально большую $\cos 2\phi$ зависимость [17, 18] сечения процесса (2.1). Однако сам автор работы [15] подчеркивает, что (2.15) — это всего лишь грубая модель («crude model»), к которой нужно относиться весьма осторожно. Кроме того, модель (2.15) не может помочь нам решить главную задачу — извлечь функцию Буря–Мулдерса h_{\perp}^{\perp} из данных по неполяризованным дрелл-яновским процессам.

С целью избежать этих проблем в работе [13] была применена процедура интегрирования/взвешивания по поперечному импульсу лептонной пары \mathbf{q}_T , аналогичная соответствующим процедурам взвешивания, примененным в работах [2, 19–22] по отношению к другим процессам и исследуемым величинам. Чтобы использовать преимущества этой процедуры, в [13] было предложено извлекать из неполяризованных дрелл-яновских процессов специальным образом взвешенное и проинтегрированное по \mathbf{q}_T отношение сечений вида (ср. с (2.16))

$$\hat{R} = \frac{\int d^2\mathbf{q}_T [|\mathbf{q}_T|^2/M_1 M_2] [d\sigma^{(0)}/d\Omega]}{\int d^2\mathbf{q}_T \sigma^{(0)}}, \quad (2.17)$$

параметризованное в виде

$$\hat{R} = \frac{3}{16\pi} (\gamma(1 + \cos^2 \theta) + \hat{k} \cos 2\phi \sin^2 \theta), \quad (2.18)$$

что необходимо сравнить** с параметризацией (см. [15, 17])

$$R = \frac{3}{16\pi} (1 + \lambda \cos^2 \theta + \mu \sin 2\theta \cos \phi + (\nu/2) \cos 2\phi \sin^2 \theta) \quad (2.19)$$

$(\nu \equiv 2\kappa, \lambda \simeq 1, \mu \simeq 0).$

*Заметим, что большие значения ν не могут быть объяснены пертурбативными поправками в лидирующем и следующем за лидирующим порядках КХД-разложения, так же как и эффектами высших твистовых поправок (см. работу [15] и ссылки в ней).

**При получении (2.19) мы полагаем [15] $\lambda = 1$ и $\mu = 0$ в наиболее общей параметризации для R (соотношение (5) в работе [15]), что обосновано как расчетами в следующем за лидирующим порядке КХД (см. ссылки в работе [15]), так и экспериментальными данными (см. [17, 18]).

С использованием (2.12) получаем для коэффициента \hat{k} при $\cos 2\phi$ зависящей части \hat{R} выражение

$$\hat{k} = \int d^2\mathbf{q}_T \left[\frac{|\mathbf{q}_T|^2}{M_1 M_2} \right] \sum_q e_q^2 \mathcal{F} \left[(2\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{1T} \hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{2T} - \mathbf{k}_{1T} \cdot \mathbf{k}_{2T}) \frac{\bar{h}_1^\perp h_1^\perp}{M_1 M_2} \right] \times \\ \times \left(\int d^2\mathbf{q}_T \sum_q e_q^2 \mathcal{F}[\bar{f}_1 f_1] \right)^{-1}, \quad (2.20)$$

и, благодаря должным образом выбранной весовой функции $|\mathbf{q}_T|^2/M_1 M_2$, интегрирование по \mathbf{q}_T приводит* к следующей простой формуле для \hat{k} :

$$\hat{k} = 8 \frac{\sum_q e_q^2 (\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_1) h_{1q}^{\perp(1)}(x_2) + (q \leftrightarrow \bar{q}))}{\sum_q e_q^2 (f_{1q}(x_1) f_{1q}(x_2) + (q \leftrightarrow \bar{q}))}, \quad (2.21)$$

где используется стандартное обозначение [20–22]

$$f_q^{(n)}(x) \equiv \int d^2\mathbf{k}_T \left(\frac{\mathbf{k}_T^2}{2M^2} \right)^n f_q(x, \mathbf{k}_T^2) \quad (2.22)$$

для n -х моментов \mathbf{k}_T -зависящей ФРП $f_q(x, \mathbf{k}_T^2)$ в адроне массы M . Таким образом, мы видим, что числитель выражения для \hat{k} факторизуется в простое произведение первых моментов функций Бурра–Мулдерса h_1^\perp . Такая факторизация позволяет осуществить *безмодельное* (безо всяких модельных предположений о \mathbf{k}_T -зависимости) извлечение величин $h_{1q}^{\perp(1)}$ из величины \hat{k} , которая должна быть измерена в неполяризованных дрелл-яновских процессах (2.1). Это, как будет показано ниже, в свою очередь дает возможность извлечения поперечности h_1 из введенных в [13] должным образом взвешенных по угловым переменным и поперечному импульсу лептонной пары односпиновых асимметрий, измеряемых в одночастично-поляризованных дрелл-яновских процессах (2.2). Очень важно, что такое извлечение поперечности опять-таки является *безмодельным*: ни на одном этапе предложенной процедуры не используются какие бы то ни было модельные предположения о зависимости от поперечного импульса кварка.

2.2. Одночастично-поляризованные дрелл-яновские процессы. Рассмотрим теперь одночастично-поляризованные дрелл-яновские процессы (2.2) и

*Здесь используется условие нормировки $\int d^2\mathbf{k}_T f_{1q}(x, \mathbf{k}_T^2) = f_{1q}(x)$ (см., например, [1]).

определим для них следующие односпиновые асимметрии:

$$A_{h(f)} = \int d\Omega d\phi_{S_2} \sin(\phi \pm \phi_{S_2}) [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) - d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})] \times \\ \times \left(\int d\Omega d\phi_{S_2} [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) + d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})] \right)^{-1}, \quad (2.23)$$

где сечение процесса задано формулой (2.13). Легко видеть, что в разности сечений $d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) - d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})$ выживают (и умножаются на два) только члены, содержащие $\sin(\phi - \phi_{S_2})$ и $\sin(\phi + \phi_{S_2})$. Кроме того, должным образом выбранные* веса $\sin(\phi + \phi_{S_2})$ и $\sin(\phi - \phi_{S_2})$ позволяют разделить вклады, содержащие функции Буря–Мулдерса h_{1T}^\perp и Сиверса f_{1T}^\perp , так что в результате имеем

$$A_h = -\frac{1}{4} \frac{\sum_q e_q^2 \mathcal{F} \left[\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{1T}}{M_1} \bar{h}_{1q}^\perp h_{1q} \right]}{\sum_q e_q^2 \mathcal{F} [f_{1q} f_{1q}]}, \quad (2.24)$$

$$A_f = \frac{1}{2} \frac{\sum_q e_q^2 \mathcal{F} \left[\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_{2T}}{M_2} \bar{f}_{1q}^q f_{1T}^{\perp q} \right]}{\sum_q e_q^2 \mathcal{F} [f_{1q} f_{1q}]}. \quad (2.25)$$

Асимметрии, подобные A_f , и их применение к извлечению функции Сиверса

$$f_{1T}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2) \equiv -(M/2|\mathbf{k}_T|) \Delta_{q/H^\dagger}^N(x, \mathbf{k}_T^2) \quad (2.26)$$

из экспериментальных данных по процессам (2.2) были детально рассмотрены в работах [2, 3, 23, 24], в то время как асимметрии типа A_h , дающие доступ к поперечности и функции Буря–Мулдерса, исследовались в работах [13, 14, 25].

Начнем дальнейшее рассмотрение с асимметрии A_h , заданной формулами (2.23) и (2.24). Нетрудно видеть, что эта асимметрия неудобна в применении из-за сложных q_T - и k_T -зависимостей, входящих в (2.24) через конволюцию (см. определение (2.14)), так что, имея дело с этой асимметрией, мы опять-таки не можем обойтись без каких-либо модельных предположений о зависимости ФРП от поперечного импульса кварка. Таким образом, целесообразно снова применить процедуру q_T интегрирования/взвешивания [2, 19–22] (см. также ее применение к процессам полуинклюзивного ГНР в работах [5]) и

*Аналогичная процедура взвешивания по угловым переменным была ранее применена к анализу процессов полуинклюзивного поперечно-поляризованного ГНР коллаборацией HERMES [5].

вместо (2.23) ввести в рассмотрение асимметрию [13]

$$\hat{A}_h = \frac{\int d\Omega d\phi_{S_2} \int d^2\mathbf{q}_T (|\mathbf{q}_T|/M_{H_1}) \sin(\phi + \phi_{S_2}) [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) - d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})]}{\int d\Omega d\phi_{S_2} \int d^2\mathbf{q}_T [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) + d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})]}, \quad (2.27)$$

для которой, с учетом (2.13), (2.22), имеем

$$\hat{A}_h = -\frac{1}{2} \frac{\sum_q e_q^2 [\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_{H_1}) h_{1q}(x_{H_2^+}) + (q \leftrightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [f_{1q}(x_{H_1}) f_{1q}(x_{H_2^+}) + (q \leftrightarrow \bar{q})]}. \quad (2.28)$$

Таким образом, мы видим, что числитель q_T -взвешенной асимметрии \hat{A}_h факторизуется в простое алгебраическое произведение величин $\bar{h}_1^{\perp(1)}$ и h_1 . Это дает нам замечательную возможность безо всяких модельных предположений извлечь поперечность из измеренной односпиновой асимметрии \hat{A}_h , используя значение первого момента $h_1^{\perp(1)}$ функции Буря–Мулдерса, в свою очередь найденное из q_T -взвешенной величины \hat{k} (см. (2.17)–(2.21)), измеренной в неполяризованных дрелл-яновских процессах.

Заметим, что асимметрия \hat{A}_h аналогична односпиновой взвешенной (с угловым весом $\sin(\phi - \phi_S)$ и с тем же весом q_T/M) асимметрии

$$A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S) \frac{q_T}{M}} = \frac{\int d\Omega d\phi_{S_2} \int d^2\mathbf{q}_T (|\mathbf{q}_T|/M_{H_2}) \sin(\phi - \phi_{S_2}) [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) - d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})]}{\frac{1}{2} \int d\Omega d\phi_{S_2} \int d^2\mathbf{q}_T [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) + d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})]}, \quad (2.29)$$

предложенной в работе [2] (см. формулы (14), (15) в [2]) для изучения эффекта Сиверса в односпиновых процессах (2.2). Для этой асимметрии мы опять-таки видим факторизацию вкладов (ср. с (2.25)):

$$A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S) \frac{q_T}{M}} = 2 \frac{\sum_q e_q^2 [\bar{f}_{1q}(x_{H_1}) f_{1T}^{\perp(1)q}(x_{H_2^+}) + (q \rightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [f_{1q}(x_{H_1}) f_{1q}(x_{H_2^+}) + (q \rightarrow \bar{q})]}, \quad (2.30)$$

где

$$f_{1T}^{\perp(1)q}(x) \equiv \int d^2\mathbf{k}_T \left(\frac{\mathbf{k}_T^2}{2M_{H_2}^2} \right) f_{1T}^{\perp q}(x, \mathbf{k}_T^2) \quad (2.31)$$

— это первый момент функции Сиверса.

Заметим, что фактор $1/2$ в знаменателе (2.29) (см. также (7) в [26]) был введен в работе [2] (где эффект Сиверса изучался как в дрелл-яновских

процессах, так и в процессах полуинклюзивного ГНР) для согласования с соответствующими полуинклюзивными асимметриями, исследованными коллаборацией HERMES — см. работу [3] и ссылки в ней. Поскольку в настоящей работе мы также будем изучать односпиновые асимметрии, заданные формулами (2.29) и (2.30), в целях сравнения результатов часто бывает удобно (см., например, следующий раздел) перейти к единому масштабу и, по аналогии, переопределить* односпиновую асимметрию \hat{A}_h :

$$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}} \equiv 2\hat{A}_h = -\frac{\sum_q e_q^2 [\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_{H_1})h_{1q}(x_{H_2^\dagger}) + (q \rightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [f_{1q}(x_{H_1})f_{1q}(x_{H_2^\dagger}) + (q \rightarrow \bar{q})]}. \quad (2.32)$$

3. ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ВАЛЕНТНЫМ АНТИКВАРКОМ В НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

3.1. Антипротон-протонные столкновения. Среди множества возможных дрелл-яновских процессов процессы с валентным антикварком в начальном состоянии имеют очевидное преимущество — большие сечения, по сравнению с дрелл-яновскими процессами с морским аннигилирующим антикварком. В свою очередь, среди таких доминирующих реакций особое место занимают дрелл-яновские процессы с антипротон-протонными столкновениями, такие как

$$\bar{p}p \rightarrow l^+l^-X, \quad (3.1)$$

$$\bar{p}p^\uparrow \rightarrow l^+l^-X, \quad (3.2)$$

$$\bar{p}^\uparrow p^\uparrow \rightarrow l^+l^-X. \quad (3.3)$$

Эти процессы имеют существенное дополнительное преимущество, поскольку для них можно применить симметрию зарядового сопряжения, приводящую к замечательному сокращению числа неизвестных распределений, входящих в измеряемые сечения, и асимметрии процессов (3.1)–(3.3). Действительно, благодаря зарядовому сопряжению функция распределения антикварка в антипротоне равна соответствующей функции распределения кварка в протоне.

*Конечно, с практической точки зрения такое переопределение не особенно полезно: при умножении асимметрии на число статистическая ошибка на нее умножается на то же самое число. Однако часто просто удобно изучать обе односпиновые асимметрии в одном и том же масштабе для того, чтобы оценивать и сравнивать их измеримость при одной и той же статистике дрелл-яновских событий.

Таким образом, формулы (2.21), (2.28) для процессов (3.1), (3.2) принимают вид

$$\hat{k}|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^-X} = 8 \frac{\sum_q e_q^2 [h_{1q}^{\perp(1)}(x_1)h_{1q}^{\perp(1)}(x_2) + \bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_1)\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_2)]}{\sum_q e_q^2 [f_{1q}(x_1)f_{1q}(x_2) + \bar{f}_{1q}(x_1)\bar{f}_{1q}(x_2)]}, \quad (3.4)$$

$$\hat{A}_h|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^-X} = -\frac{1}{2} \frac{\sum_q e_q^2 [h_{1q}^{\perp(1)}(x_1)h_{1q}(x_2) + \bar{h}_{1q}(x_1)\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_2)]}{\sum_q e_q^2 [f_{1q}(x_1)f_{1q}(x_2) + \bar{f}_{1q}(x_1)\bar{f}_{1q}(x_2)]}, \quad (3.5)$$

где все распределения теперь относятся к протону.

Пренебрегая попарными произведениями функций распределения легких морских и странных кварков в протоне, имеем

$$\hat{k}(x_1, x_2)|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^-X} \simeq 8 \frac{4h_{1u}^{\perp(1)}(x_1)h_{1u}^{\perp(1)}(x_2) + h_{1d}^{\perp(1)}(x_1)h_{1d}^{\perp(1)}(x_2)}{4f_{1u}(x_1)f_{1u}(x_2) + f_{1d}(x_1)f_{1d}(x_2)} \quad (3.6)$$

вместо (3.4) и

$$\hat{A}_h(x_1, x_2)|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^-X} \simeq -\frac{1}{2} \frac{4h_{1u}^{\perp(1)}(x_1)h_{1u}(x_2) + h_{1d}^{\perp(1)}(x_1)h_{1d}(x_2)}{4f_{1u}(x_1)f_{1u}(x_2) + f_{1d}(x_1)f_{1d}(x_2)} \quad (3.7)$$

вместо (3.5). Принимая во внимание зарядовый фактор $1/4$ подавления вклада d -кварков, а также доминантность u -кварка при больших значениях* x , мы окончательно избавляемся от лишних переменных и получаем хорошие приближения к формулам (3.4) и (3.5) вида

$$\hat{k}(x_1, x_2)|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^-X} \simeq 8 \frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_1)h_{1u}^{\perp(1)}(x_2)}{f_{1u}(x_1)f_{1u}(x_2)}, \quad (3.8)$$

$$\hat{A}_h(x_1, x_2)|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^-X} \simeq -\frac{1}{2} \frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_1)h_{1u}(x_2)}{f_{1u}(x_1)f_{1u}(x_2)}, \quad (3.9)$$

куда теперь входят только две (в соответствии с числом уравнений, задаваемых двумя измеряемыми величинами \hat{k} и \hat{A}_h) искомым функции распределения $h_{1u}^{\perp(1)}$ и h_{1u} . Легко видеть, что система уравнений (3.8) и (3.9) проста и удобна в применении. Измеряя величину \hat{k} в неполяризованных дрелл-яновских процессах (см. (2.17), (2.18)) и используя (3.8), мы можем

*Большие значения x — это как раз характерная особенность экспериментов с $\bar{p}p$ -столкновениями, планируемых на GSI (см. [52]).

получить величину $h_{1u}^{\perp(1)}$. Затем, измеряя односпиновую асимметрию (2.27) (или, что то же самое, (2.32)) и подставляя в (3.9) уже известную величину $h_{1u}^{\perp(1)}$, мы можем окончательно найти распределение поперечности h_{1u} .

Подчеркнем еще раз, что предложенный метод извлечения поперечности позволяет избавиться от каких бы то ни было модельных предположений о k_T -зависимости функции Бурра–Мулдерса h_1^{\perp} .

Очевидно, что анализ \hat{k} и \hat{A}_h с целью извлечения $h_{1u}^{\perp(1)}$ и h_1^{\perp} существенно упрощается, если рассмотреть уравнения (3.8) и (3.9) при одинаковых* значениях бёркеновских переменных для обоих сталкивающихся адронов H_1 и H_2 : $x_1 = x_2 \equiv x$ (т. е. $x_F \equiv x_1 - x_2 = 0$), так что имеем

$$h_{1u}^{\perp(1)}(x) = f_{1u}(x) \sqrt{\frac{\hat{k}(x, x)}{8}}, \quad (3.10)$$

$$h_{1u}(x) = -4\sqrt{2} \frac{\hat{A}_h(x, x)}{\sqrt{\hat{k}(x, x)}} f_{1u}(x). \quad (3.11)$$

Очень важно, что значение фейнмановской переменной x_F вблизи нуля, приводящее к такому замечательному упрощению извлечения $h_1^{\perp(1)}$ и h_1 , как раз соответствует максимальной статистике дрелл-яновских событий.

Для того, чтобы оценить возможность измерения $h_{1u}^{\perp(1)}$ и h_{1u} в процессах (3.1) и (3.2), в работе [13] было проведено специальное Монте-Карло-моделирование дрелл-яновских процессов для кинематических условий РАХ [52]. Протон-антипротонные столкновения моделировались с использованием генератора событий РУТНІА [27]. Были приготовлены два набора моделированных данных: для коллайдерной моды (15-ГэВ антипротонный пучок, сталкивающийся с 3,5-ГэВ протонным пучком) и для моды с фиксированной мишенью (22-ГэВ антипротонный пучок, сталкивающийся с внутренней водородной мишенью). Каждый из образцов содержит 100 тыс. «чистых» дрелл-яновских событий. Заметим, что это соответствует статистике, планируемой быть достигнутой коллаборацией РАХ. Действительно (см. [52]), 100 тыс. образцов для коллайдерной моды соответствуют примерно одному году набора данных при планируемой светимости $2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, в то время как для моды с фиксированной мишенью такая статистика соответствует примерно трем месяцам набора данных при планируемой светимости порядка $10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

*Различные точки $x \equiv x_1 = x_2$, соответствующие $x_F = 0$, могут быть достигнуты в эксперименте при изменении величины Q^2 при фиксированном значении $s = Q^2/x_1x_2 \equiv Q^2/\tau = Q^2/x^2$.

К сожалению, генератор РУТНА, с которым мы имеем дело, не воспроизводит установленные в экспериментах [17, 18] нетривиальные q_T - и x -зависимости величины ν , входящей в (2.19). Таким образом, чтобы представить надежные оценки возможности измерения ФРП $h_{1u}^{\perp(1)}$ и h_{1u} , необходимо включить эти важнейшие зависимости в моделирование так, чтобы они находились в максимальном соответствии с существующими экспериментальными данными. Для этой цели в работе [13] был применен широко используемый Монте-Карло-метод взвешивания сгенерированных событий. При этом каждому сгенерированному событию приписывается вес $w = R$, где R задается соотношением (2.19), в котором, в соответствии с экспериментальными данными [17, 18], $\lambda \simeq 1$, $\mu \simeq 0$, в то время как ν нетривиально зависит от q_T и x . q_T -зависимость величины ν берется из работ [15, 16] (см. (49) в [15] и (21) в [16]), и эта зависимость должным образом описывает существующие экспериментальные данные [17, 18]. Однако в работах [15, 16] (где используется упрощенная модель Бура [15] для $h_1^{\perp(1)}$) отсутствует (очень важная и соответствующая экспериментальным данным [17, 18]) x -зависимость величины ν , так что мы берем эту зависимость из работы [17].

Для того, чтобы протестировать правильность анализа угловых распределений для взвешенных дрелл-яновских событий, мы реконструируем q_T - и x_1 -зависимости величины ν и сравниваем их с соответствующими эталонными, заложенными в процедуру взвешивания зависимостями, полученными непосредственно из экспериментальных данных. Результаты представлены на рис. 4 и 5. Из этих рисунков мы можем видеть хорошее согласие* между заложенными в процедуру взвешивания (эталонными, соответствующими экспериментальным данным) и восстановленными из сгенерированных и взвешенных событий величинами μ и ν .

Таким образом, мы убедились, что при применении вышеописанной процедуры взвешивания результаты моделирования хорошо воспроизводят экспериментально установленную нетривиальную угловую зависимость отношения сечений R с q_T - и x -зависящим коэффициентом ν при $\cos 2\phi$ зависимости. Проведенное успешное тестирование позволяет нам применить эту процедуру к моделированию q_T -взвешенного отношения сечений \hat{R} (см. (2.17)) и, главное, его коэффициента \hat{k} при $\cos 2\phi$ зависимости (см. (2.18)). Соответствующие результаты представлены на рис. 6. При усредненных значениях Q^2 величины \hat{k} оказываются равными $1,2 \pm 0,2$ для коллайдерной моды и $1,0 \pm 0,2$ для моды с фиксированной мишенью соответственно.

Величина $h_{1u}^{\perp(1)}$ восстанавливается из полученных значений \hat{k} с использованием (3.10) при $x_F = 0 \pm 0,04$. Результаты показаны на рис. 7. Полу-

*В качестве дополнительной проверки верности применяемой процедуры моделирования мы воспроизводим заложенное нулевое значение μ .

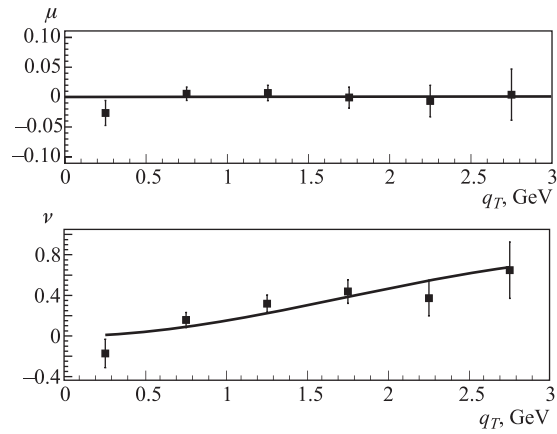


Рис. 4. Восстановленные из сгенерированных и взвешенных событий величины μ и ν в зависимости от q_T (точки с ошибками) в сравнении с эталонными (соответствующими экспериментальным данным), заложенными в процедуру взвешивания зависимостями (сплошные линии)

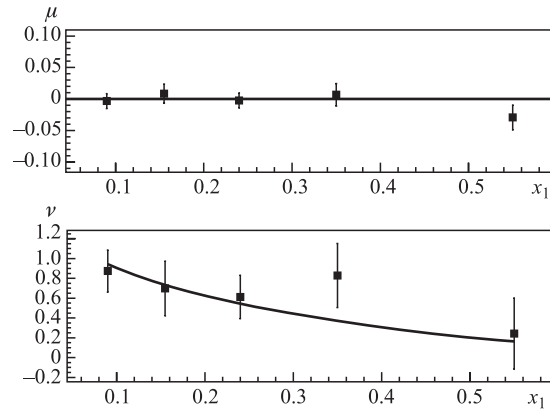


Рис. 5. Восстановленные из сгенерированных и взвешенных событий величины μ и ν в зависимости от x_1 (точки с ошибками) в сравнении с эталонными (соответствующими экспериментальным данным), заложенными в процедуру взвешивания зависимостями (сплошные линии)

ченные значения $h_{1u}^{\perp(1)}$ согласуются (по порядку величины) с соответствующими значениями, полученными с помощью модели Бура (2.15) для функции Бура–Мулдерса $h_{1u}^{\perp}(x, k_T)$. Действительно, например, для коллайдерной моды ($Q_{\text{aver}}^2 \simeq 9 \text{ ГэВ}^2$, так что $x_1 \simeq x_2 \simeq 0,2$ в точке $x_F \simeq 0$) результаты,

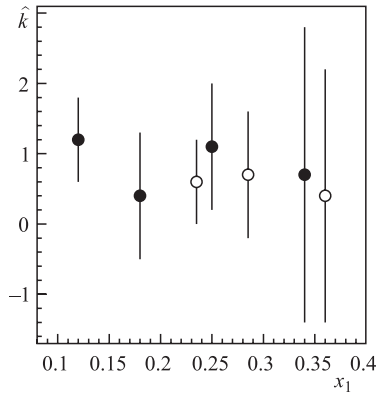


Рис. 6. \hat{k} в зависимости от x_1 при $x_F \simeq 0$. Точки получены с помощью Монте-Карло-моделирования для коллайдерной моды (темные кружки) и для моды с фиксированной мишенью (светлые кружки). Для лучшего восприятия (чтобы избежать перекрытия) точки для коллайдерной моды и моды с фиксированной мишенью сдвинуты вдоль оси x на 0,01 влево и направо соответственно

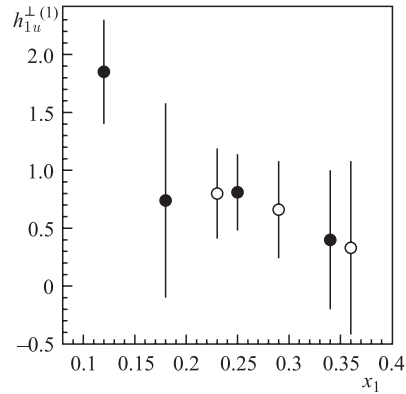


Рис. 7. $h_{1u}^{\perp(1)}$ в зависимости от x_1 при $x_F \simeq 0$. Точки получены с помощью Монте-Карло-моделирования для коллайдерной моды (темные кружки) и для моды с фиксированной мишенью (светлые кружки). Для лучшего восприятия (чтобы избежать перекрытия) точки для коллайдерной моды и моды с фиксированной мишенью сдвинуты вдоль оси x на 0,01 влево и направо соответственно

полученные из моделирования и из модели (2.15), — это $h_{1u}^{\perp(1)} \simeq 1$ и 0,5 соответственно.

Далее, используя полученные значения $h_{1u}^{\perp(1)}$, мы оцениваем ожидаемую величину односпиновой асимметрии, заданной формулой (3.9). Результаты представлены на рис. 8 и 9. Для оценки величины поперечности h_{1u} , входящей в асимметрию вместе с $h_{1u}^{\perp(1)}$ (см. (3.9)), мы следуем процедуре, примененной в работе [28], и используем «модель эволюции», в которой отсутствуют какие бы то ни было оценки неопределенностей. Вот почему на рис. 8 и 9 представлены сплошные кривые вместо точек с ошибками. Чтобы получить эти кривые, мы воспроизводим x -зависимость величины $h_{1u}^{\perp(1)}$ в рассматриваемой области, используя модель Бура (2.15), должным образом численно скорректированную, в соответствии с вышеизложенными результатами моделирования.

В качестве хорошей проверки достоверности проведенных оценок очень полезно получить верхние границы на значения величин h_1 , $h_1^{\perp(1)}$ и затем на значения \hat{k} и \hat{A}_h . Оценивая $h_{1u}^{\perp(1)}$ и h_{1u} , мы пользуемся формулами (3.8), (3.9), примененными в точках $x_1 \simeq x_2 \simeq \sqrt{Q^2}/s$, так что мы проводим оценки верхних границ на \hat{k} и \hat{A}_h в точках $x_F \simeq 0$, соответствующих среднему

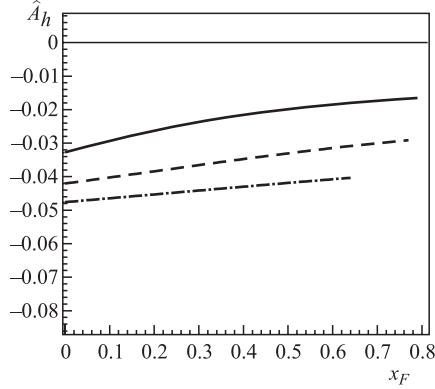


Рис. 8. Кинематика РАХ для коллайдерной моды. Односпиновая асимметрия, заданная (3.9), в зависимости от x_F для трех значений Q^2 : 50 (нижняя кривая), 25 (средняя кривая) и 9 ГэВ^2 (верхняя кривая)

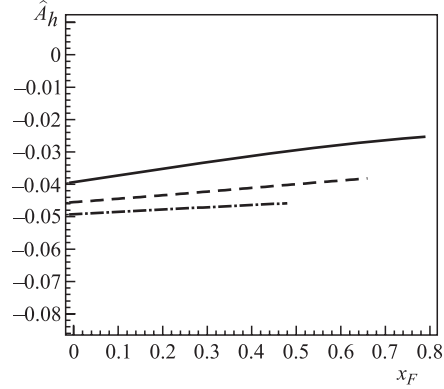


Рис. 9. Кинематика РАХ для моды с фиксированной мишенью. Односпиновая асимметрия, заданная (3.9), в зависимости от x_F для трех значений Q^2 : 16 (нижняя кривая), 9 (средняя кривая) и 4 ГэВ^2 (верхняя кривая)

значению Q^2 как для коллайдерной моды, так и для моды с фиксированной мишенью.

Максимально допустимое значение величины $h_1^{\perp(1)}$ может быть найдено аналогично тому, как это было сделано по отношению к первому моменту $f_{1T}^{\perp(1)q}$ функции Сиверса в работе [2]. Для этой цели мы сначала применяем неравенство

$$(|\mathbf{k}_T|/M)h_1^{\perp}(x, \mathbf{k}_T^2) \leq f_1(x, \mathbf{k}_T^2),$$

которое немедленно получается при ослаблении ограничения (16) в работе [29] (исключая неизвестное распределение в этом ограничении). Далее, используя оценку (см. работу [2] и ссылки в ней)

$$\langle k_T \rangle \simeq 0,8 \text{ ГэВ},$$

мы легко получаем верхнюю границу на величину $h_{1u}^{\perp(1)}$:

$$h_{1u}^{\perp(1)} \lesssim 0,4 f_{1u}(x). \quad (3.12)$$

С другой стороны, максимально допустимое значение величины h_{1u} может быть найдено с использованием неравенства Соффера [30]

$$|h_{1u}| \leq (f_{1u} + g_{1u})/2. \quad (3.13)$$

Для кинематики РАХ

$$s = 43 \text{ ГэВ}^2, \quad Q_{\text{aver}}^2 \simeq 5 \text{ ГэВ}^2$$

для моды с фиксированной мишенью и

$$s = 215 \text{ ГэВ}^2, \quad Q_{\text{aver}}^2 \simeq 9 \text{ ГэВ}^2$$

для коллайдерной моды. Таким образом, в рассматриваемой точке $x_F = 0$ имеем

$$x_1 \simeq x_2 \simeq 0,3$$

для моды с фиксированной мишенью и

$$x_1 \simeq x_2 \simeq 0,2$$

для коллайдерной моды. Тогда ограничения (3.12) и (3.13) дают*

$$h_{1u(\text{max})} \simeq 1,5 \quad (f_{1u} = 1,9, \quad g_{1u} = 1,0), \quad (3.14)$$

$$h_{1u(\text{max})}^{\perp(1)} \simeq 0,8 \quad (3.15)$$

для моды с фиксированной мишенью, в то время как

$$h_{1u(\text{max})} \simeq 2,3 \quad (f_{1u} = 3,1, \quad g_{1u} = 1,5), \quad (3.16)$$

$$h_{1u(\text{max})}^{\perp(1)} \simeq 1,2 \quad (3.17)$$

для коллайдерной моды. Используя полученные оценки (3.14)–(3.17) величин $h_{1u(\text{max})}$ и $h_{1u(\text{max})}^{\perp(1)}$ в формулах (3.8), (3.9), легко получить максимально допустимые значения величин \hat{k} и \hat{A}_h :

$$\hat{k}_{(\text{max})} \simeq 1,4, \quad (3.18)$$

$$|\hat{A}_{h(\text{max})}| \simeq 0,17 \quad (3.19)$$

для моды с фиксированной мишенью, в то время как

$$\hat{k}_{(\text{max})} \simeq 1,2, \quad (3.20)$$

$$|\hat{A}_{h(\text{max})}| \simeq 0,14 \quad (3.21)$$

для коллайдерной моды.

Таким образом, мы видим, что полученные оценки на верхние границы величин $h_{1u}^{\perp(1)}$, \hat{k} и \hat{A}_h находятся в согласии с результатами, представленными на рис. 6 и 8, 9.

*Проводя эти оценки, мы используем параметризацию GRSV2000LO [31] для g_{1u} и GRV98LO [32] для f_{1u} .

Глядя на оценки, представленные на рис. 6, 7, можно сделать вывод, что при кинематических условиях дрелл-яновских экспериментов PAX, планируемых на ускорительном комплексе GSI, величины \hat{k} и $h_{1u}^{\perp(1)}$ предположительно измеримы в большей части интервала по x . В то же время из рис. 8, 9 можно видеть, что для обеих мод величина односпиновой асимметрии \hat{A}_h примерно оценивается как 3–5%. С другой стороны, в [52, с.25] (см. раздел «Single Spin Asymmetries and Sivers Function») было аргументировано, что исследуемая в работе [2] односпиновая асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ (см. (2.29), (2.30)) порядка 5–10% [2] определенно может быть измерена коллаборацией PAX. В то же время асимметрия \hat{A}_h , взвешенная с $\sin(\phi + \phi_S)$ и тем же самым весом q_T/M , аналогична $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, за исключением тривиального множителя 1/2. Таким образом, очевидно, что если асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ порядка 5–10% измерима, то также несомненно измерима и *абсолютно аналогичная* ей асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}} \equiv 2\hat{A}_h$ (см. (2.32)) порядка 6–10%, а значит, измерима и сама асимметрия \hat{A}_h .

3.2. Пион-протонные столкновения. Среди дрелл-яновских процессов с валентным антикварком в начальном состоянии процессы с участием пиона выгодно выделяются тем, что получить пионный пучок высокой интенсивности несравненно легче, чем, например, создать высокоинтенсивный антипротонный или каонный пучок. В настоящее время дрелл-яновские эксперименты с пионным пучком, двумя (протонной и дейтронной) поляризованными мишенями и регистрацией мюонной пары планируются коллаборацией COMPASS [35] на самую ближайшую перспективу.

Функции распределения поперечности и Бура–Мулдерса. Рассмотрим сначала дрелл-яновские процессы с отрицательно заряженным пионом и неполяризованным протоном в начальном состоянии:

$$\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- X. \quad (3.22)$$

Общая процедура [13], рассмотренная в пп.2.1,2.2, в применении [25] к процессу (3.22) дает

$$\hat{k}|_{\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- X} = 8 \frac{\sum_q e_q^2 [\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} h_{1q}^{\perp(1)}(x_p)|_p + (q \leftrightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [\bar{f}_{1q}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1q}(x_p)|_p + (q \leftrightarrow \bar{q})]}, \quad (3.23)$$

где \hat{k} — это коэффициент при $\cos 2\phi$ зависящей части должным образом

проинтегрированного по q_T отношения неполяризованных сечений:

$$\hat{R} = \frac{\int d^2 \mathbf{q}_T [|\mathbf{q}_T|^2 / M_\pi M_p] [d\sigma^{(0)} / d\Omega]}{\int d^2 \mathbf{q}_T \sigma^{(0)}}, \quad (3.24)$$

$$\hat{R} = \frac{3}{16\pi} (\gamma(1 + \cos^2 \theta) + \hat{k} \cos 2\phi \sin^2 \theta). \quad (3.25)$$

В то же время в случае процесса

$$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \mu^+ \mu^- X \quad (3.26)$$

с поперечно-поляризованным протоном имеем (см. (2.27), (2.28))

$$\hat{A}_h = -\frac{1}{2} \frac{\sum_q e_q^2 [\bar{h}_{1q}^\perp(x_\pi) h_{1q}(x_p) + (q \leftrightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [f_{1q}(x_\pi) f_{1q}(x_p) + (q \leftrightarrow \bar{q})]}, \quad (3.27)$$

где односпиновая асимметрия \hat{A}_h определена как

$$\hat{A}_h = \frac{\int d\Omega d\phi_{S_2} \int d^2 \mathbf{q}_T (|\mathbf{q}_T| / M_\pi) \sin(\phi + \phi_{S_2}) [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) - d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})]}{\int d\Omega d\phi_{S_2} \int d^2 \mathbf{q}_T [d\sigma(\mathbf{S}_{2T}) + d\sigma(-\mathbf{S}_{2T})]}. \quad (3.28)$$

Пренебрегая квадратичными вкладами ФРП странных кварков, квадратичными вкладами ФРП морского u -кварка

$$h_{1u}^\perp(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{h}_{1u}^\perp(x_p)|_p, \quad h_{1u}^\perp(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{h}_{1u}(x_p)|_p, \quad f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{f}_{1u}(x_p)|_p,$$

а также перекрестными членами, содержащими попарные произведения ФРП морского и валентного d -кварка (дополнительно подавленные зарядовым фактором $1/4$), мы получаем следующие упрощенные уравнения для нахождения неизвестных ФРП из данных:

$$\hat{k}(x_\pi, x_p)|_{\pi^- p} \simeq 8 \frac{\bar{h}_{1u}^\perp(x_\pi)|_{\pi^-} h_{1u}^\perp(x_p)|_p}{\bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1u}(x_p)|_p}, \quad (3.29)$$

$$\hat{A}_h(x_\pi, x_p)|_{\pi^- p^\uparrow} \simeq -\frac{1}{2} \frac{\bar{h}_{1u}^\perp(x_\pi)|_{\pi^-} h_{1u}(x_p)|_{p^\uparrow}}{\bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1u}(x_p)|_{p^\uparrow}}. \quad (3.30)$$

Легко видеть, что в то время как два уравнения (3.8) и (3.9), соответствующие неполяризованным и одночастично-поляризованным дрелл-яновским процессам с антипротон-протонными столкновениями, полностью достаточны для нахождения поперечности и первого момента функции Буря–Мулдерса в протоне, два уравнения (3.29) и (3.30) содержат три неизвестных величины

$\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-}$, $h_{1u}^{\perp(1)}(x_p)|_p$ и $h_{1u}(x_p)|_{p^\dagger}$. В то же время из уравнений (3.29) и (3.30) немедленно следует, что

$$\frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_p)|_p}{h_{1u}(x_p)|_{p^\dagger}} = -\frac{1}{16} \frac{\hat{k}(x_\pi, x_p)|_{\pi^- p}}{\hat{A}h(x_\pi, x_p)|_{\pi^- p^\dagger}}. \quad (3.31)$$

Таким образом, используя пионный пучок, взаимодействующий с неполяризованной и поперечно-поляризованной протонной мишенью, можно напрямую найти отношение ФРП $h_{1u}^{\perp(1)}$ и h_{1u} в протоне. Однако, конечно же, очень желательно уметь извлекать величины $h_{1u}^{\perp(1)}|_p$ и $h_{1u}|_{p^\dagger}$ по отдельности. Простейший путь решения данной проблемы — это использовать в уравнениях (3.29), (3.30) значение $h_{1u}^{\perp(1)}|_p$, извлеченное из величины \hat{k} , измеренной в других дрелл-яновских процессах (например, в процессе (3.1) с антипротон-протонными столкновениями). Однако, если мы хотим извлечь все величины с использованием именно пионного пучка (в первую очередь здесь идет речь об эксперименте COMPASS), необходимо привлечь дополнительные предположения, связывающие ФРП в пионе и протоне. Принимая во внимание вероятностную интерпретацию ФРП h_{1q}^\perp и f_{1q} (см. разд. 1), естественно предположить выполнение соотношения

$$\frac{\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x)|_{\pi^-}}{h_{1u}^{\perp(1)}(x)|_p} = C_u \frac{\bar{f}_{1u}(x)|_{\pi^-}}{f_{1u}(x)|_p}. \quad (3.32)$$

Заметим, что предположение, заданное соотношением (3.32), находится в согласии (однако является гораздо менее строгим ограничением) с моделью Бура (2.15), в которой

$$C_u = \frac{M_p c_\pi^u}{M_\pi c_p^u}.$$

Как мы увидим ниже, значение C_u должно быть близко к единице:

$$C_u \simeq 1, \quad (3.33)$$

для того чтобы согласовать результаты для $h_{1u}^{\perp(1)}$ в протоне, полученные из моделирования $\hat{k}|_{\pi^- p}$, с соответствующими результатами, полученными из моделирования $\hat{k}|_{\bar{p}p}$, а также с верхней границей на эту величину (см. п. 3.1). Таким образом, уравнения (3.29) и (3.30) переписываются в виде (ср. с уравнениями (3.8), (3.9))

$$\hat{k}(x_\pi, x_p)|_{\pi^- p} \simeq 8 \frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_p h_{1u}^{\perp(1)}(x_p)|_p}{f_{1u}(x_\pi)|_p f_{1u}(x_p)|_p}, \quad (3.34)$$

$$\hat{A}_h(x_\pi, x_p)|_{\pi-p^\dagger} \simeq -\frac{1}{2} \frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_p h_{1u}(x_p)|_p}{f_{1u}(x_\pi)|_p f_{1u}(x_p)|_p}. \quad (3.35)$$

Глядя на (3.34) и (3.35), мы делаем вывод, что теперь число уравнений в точности равно числу искомых распределений. Измеряя величину \hat{k} в неполяризованном дрелл-яновском процессе (3.22) (см. (3.24), (3.25)) и используя (3.34), мы можем найти величину $h_{1u}^{\perp(1)}|_p$. Затем, измеряя односпиновую асимметрию (3.28) в процессе (3.26) и используя в (3.35) значение величины $h_{1u}^{\perp(1)}|_p$, полученное из неполяризованного дрелл-яновского процесса, мы можем окончательно найти распределение поперечности $h_{1u}|_p$.

На практике гораздо удобнее иметь дело с уравнениями (3.34) и (3.35) в точках* $x_\pi = x_p \equiv x$ (т.е. $x_F \equiv x_\pi - x_p = 0$), так что

$$h_{1u}^{\perp(1)}(x) = f_{1u}(x) \sqrt{\frac{\hat{k}(x, x)|_{\pi-p}}{8}}, \quad (3.36)$$

$$h_{1u}(x) = -4\sqrt{2} \frac{\hat{A}_h(x, x)|_{\pi-p^\dagger}}{\sqrt{\hat{k}(x, x)|_{\pi-p}}} f_{1u}(x), \quad (3.37)$$

где все ФРП теперь относятся к протону.

Для того чтобы оценить возможность измерения $h_{1u}^{\perp(1)}$, было проделано специальное моделирование [25] неполяризованных дрелл-яновских событий для кинематики COMPASS. Пион-протонные столкновения моделировались с использованием генератора PYTHIA [27]. Были приготовлены два набора моделированных данных, соответствующие энергиям пионного пучка 60 и 100 ГэВ. Каждый набор содержит около 100 тыс. чистых дрелл-яновских событий. События взвешиваются (см. п. 3.1) с отношением дрелл-яновских сечений R , заданным формулой (см. [15, 17])

$$R \equiv \frac{d\sigma^{(0)}/d\Omega}{\sigma^{(0)}}, \quad (3.38)$$

$$R = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta + \frac{\nu}{2} \cos 2\phi \sin^2 \theta) \quad (\nu \equiv 2\kappa), \quad (3.39)$$

где зависимости ν от q_T и x_π взяты из работ [17, 18].

Угловые распределения, характеризующие q_T -взвешенное отношение сечений \hat{R} (см. (3.24) и (3.25)), для обоих наборов моделированных данных изучаются точно так же, как это было сделано в работе [17] в отношении R

*Различные точки $x_F = 0$ достигаются изменением значения Q^2 при фиксированном значении $s \equiv Q^2/x_1x_2 \equiv Q^2/\tau$.

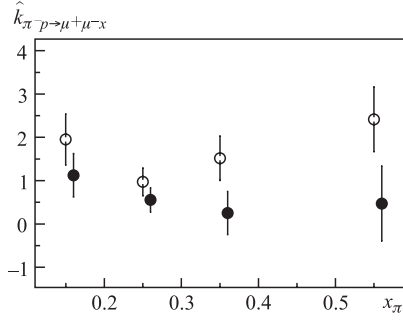


Рис. 10. \hat{k} в зависимости от x_π при $x_F \simeq 0$. Данные получены на основе Монте-Карло-моделирования для 60-ГэВ (темные кружки) и 100-ГэВ (светлые кружки) пионных пучков

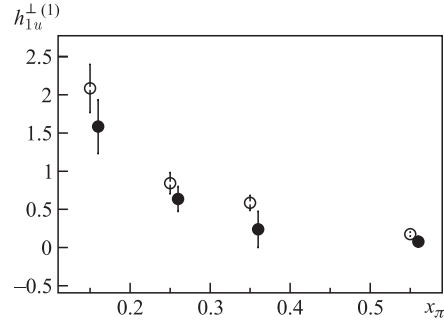


Рис. 11. $h_{1u}^{\perp(1)}$ в зависимости от x_π при $x_F \simeq 0$. Данные получены на основе Монте-Карло-моделирования для 60-ГэВ (темные кружки) и 100-ГэВ (светлые кружки) пионных пучков

(см. (3.38), (3.39)). Результаты представлены на рис. 10. Величина \hat{k} при средних Q^2 для значений энергии пионного пучка 60 и 100 ГэВ оказывается равной $0,7 \pm 0,1$ и $0,9 \pm 0,1$ соответственно.

Величина $h_{1u}^{\perp(1)}$ восстанавливается из найденных значений \hat{k} с использованием (3.36) при $x_F = 0 \pm 0,04$. Результаты представлены на рис. 11.

Напомним, что для получения $h_{1u}^{\perp(1)}$ из $\hat{k}|_{\pi-p}$ мы полагали $C_u \simeq 1$. Заметим, что именно такое значение C_u совместно с результатами для величины $h_{1u}^{\perp(1)}$, полученными в п. 3.1 из моделирования $\hat{k}|_{\bar{p}p}$ (ср. рис. 11 с рис. 7), а также с верхней границей на $h_{1u}^{\perp(1)}$, оцененной там же. В противном случае, если значение C_u существенно отличается от единицы, мы должны умножить представленные здесь значения $h_{1u}^{\perp(1)}$ на фактор $1/\sqrt{C_u}$, что сразу же приводит к рассогласованию результатов для $h_{1u}^{\perp(1)}$, полученных из моделированных величин $\hat{k}|_{\pi-p}$ и $\hat{k}|_{\bar{p}p}$.

Из рис. 11 мы видим, что при статистике 100 тыс. чистых дрелл-яновских событий в случае 60 ГэВ предположительно видны в пределах ошибок две точки из четырех. В то же время при энергии пионного пучка 100 ГэВ становятся видны все четыре точки.

Разумеется, все заключения, сделанные на основе Монте-Карло-моделирования, нужно рассматривать как сугубо предварительные. Окончательный вывод о величине C_u может быть сделан только на основе будущих измерений \hat{k} в обоих дрелл-яновских процессах: как с пионом, так и с антипротоном в начальном состоянии.

Используя полученные значения $h_{1u}^{\perp(1)}$, мы далее оцениваем односпиновую асимметрию, заданную соотношениями (2.32), (3.35). Результаты пред-

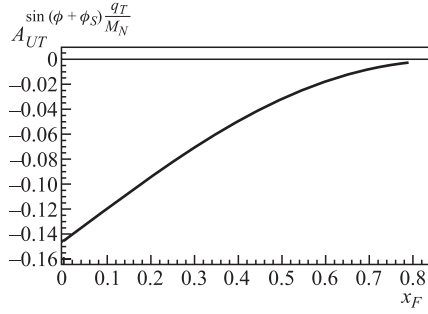


Рис. 12. Односпиновая асимметрия, заданная (3.35), в зависимости от x_F для 100-ГэВ пионного пучка ($Q_{\text{aver}}^2 = 6,2 \text{ ГэВ}^2$)

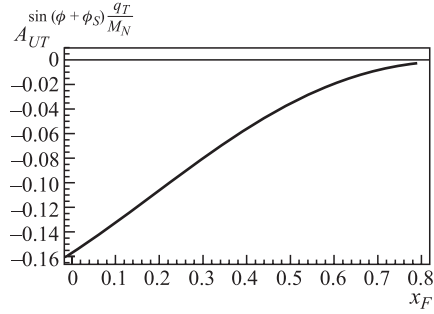


Рис. 13. Односпиновая асимметрия, заданная (3.35), в зависимости от x_F для 60-ГэВ пионного пучка ($Q_{\text{aver}}^2 = 5,5 \text{ ГэВ}^2$)

ставлены на рис. 12 и 13. Для оценки поперечности h_{1u} , входящей в асимметрию (2.32), (3.35) вместе с первым моментом $h_{1u}^{\perp(1)}$ функции Бура–Мулдерса, мы следуем процедуре, предложенной в работе [28], и используем «модель эволюции» [1, 28], где отсутствуют какие бы то ни было оценки неопределенностей. Вот почему на рис. 12 и 13 представлены сплошные кривые вместо точек с ошибками. Чтобы получить эти кривые, мы воспроизвели x -зависимость величины $h_{1u}^{\perp(1)}$ в рассматриваемой области, используя модель Бура (2.15), должным образом численно скорректированную в соответствии с результатами моделирования. Из рис. 12 и 13 мы видим, что асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S) \frac{q_T}{M_N}}$ достигает величины порядка 15% в области максимальной статистики дрелл-яновских событий $x_F = 0$. Ниже мы увидим (см. разд. 5), что этого достаточно для того, чтобы увидеть асимметрию $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S) \frac{q_T}{M_N}}$ даже при сравнительно невысокой статистике дрелл-яновских событий 50 тыс.

Функция Сиверса. В случае процессов (3.26) с отрицательно заряженным пионом и поперечно-поляризованным протоном в начальном состоянии общее выражение (2.30) для односпиновой асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S) \frac{q_T}{M}} \Big|_{\pi^- p \uparrow}$ принимает вид

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S) \frac{q_T}{M}} \Big|_{\pi^- p \uparrow} = 2 \frac{4\bar{f}_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} - \bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}(x_p) \Big|_{p \uparrow} + \bar{f}_{1d}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} - \bar{f}_{1T}^{\perp(1)d}(x_p) \Big|_{p \uparrow} + (q \leftrightarrow \bar{q})}{4\bar{f}_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} - \bar{f}_{1u}(x_p) \Big|_{p \uparrow} + \bar{f}_{1d}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} - \bar{f}_{1d}(x_p) \Big|_{p \uparrow} + (q \leftrightarrow \bar{q})}, \quad (3.40)$$

где мы опустили пренебрежимо малые квадратичные вклады s -кварка. Действуя далее точно так же, как в случае ранее рассмотренной асимметрии

$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{\pi^-p^\uparrow} \equiv 2\hat{A}_h$ (см. получение (3.30)), мы получаем хорошее приближение к (3.40) вида

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{\pi^-p^\uparrow} \simeq 2 \frac{\bar{f}_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} f_{1T}^{\perp(1)u}(x_p) \Big|_{p^\uparrow}}{f_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} f_{1u}(x_p) \Big|_{p^\uparrow}}. \quad (3.41)$$

Мы видим, что теперь мы имеем дело только с одной неизвестной функцией распределения $f_{1T}^{\perp(1)u}(x_p) \Big|_{p^\uparrow}$, однозначно определяемой из измерения асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{\pi^-p^\uparrow}$. Важно подчеркнуть, что, как мы покажем ниже, такое эффективное сокращение лишних переменных возможно только с π^- -пучком, в то время как в случае π^+ -пучка мы не можем пренебречь большей частью вкладов в асимметрию без риска существенного искажения результатов.

Оценки на асимметрию $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{\pi^-p^\uparrow}$ для кинематических условий COMPASS были представлены в работах [2, 3]. Здесь мы еще раз повторим эти оценки с учетом уточненных кинематических параметров (см. [35]) планируемых на COMPASS экспериментов по дрелл-яновским процессам. С этой целью мы используем в (3.40) три различные фитирующие функции для распределения Сиверса: фиты I и II из работы [2], а также последний фит из работы [3], который мы обозначаем как фит III. Эти три фита задаются следующими параметризациями:

$$\text{I: } x f_{1T}^{\perp(1)u} = -x f_{1T}^{\perp(1)d} = 0,4x(1-x)^5, \quad (3.42)$$

$$\text{II: } x f_{1T}^{\perp(1)u} = -x f_{1T}^{\perp(1)d} = 0,1x^{0,3}(1-x)^5, \quad (3.43)$$

$$\text{III: } x f_{1T}^{\perp(1)u} = -x f_{1T}^{\perp(1)d} = (0,17 \dots 0,18)x^{0,66}(1-x)^5. \quad (3.44)$$

Результаты вычисления $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{\pi^-p^\uparrow}$ представлены на рис. 14 (слева), из которого видно, что в доступной COMPASS кинематической области (геометрия спектрометра «вперед»)

$$x_F = x_\pi - x_{p^\uparrow} > 0 \quad (3.45)$$

эта асимметрия принимает значения порядка 5–10%. Как будет показано ниже (см. разд. 5), такие значения асимметрии вполне достаточны, чтобы обеспечить ее измеримость в условиях COMPASS.

Пучки отрицательно и положительно заряженных пионов. Протонная и дейтронная мишени. В рамках программы по изучению дрелл-яновских процессов коллаборация COMPASS в первую очередь планирует проведение соответствующих экспериментов с π^-p -пучком и протонной мишенью [35].

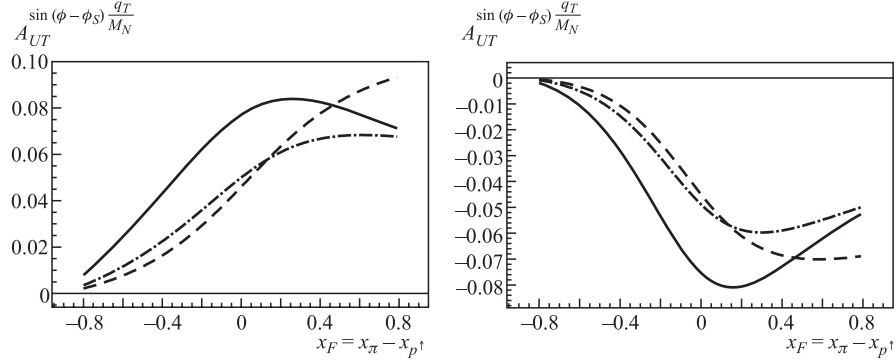


Рис. 14. Оценка асимметрий $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M_N}}|_{\pi^-p\uparrow}$ и $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M_N}}|_{\pi^+p\uparrow}$ для кинематических условий COMPASS: 160-ГэВ π^- - (слева) и π^+ - (справа) пучки, в области $4 < Q < 9$ ГэВ (соответствующее среднее значение инвариантной массы лептонной пары оценивается как $\langle M \rangle \simeq 5$ ГэВ). Сплошная, штриховая и штрихпунктирная линии соответствуют фитам I, II и III (см. (3.42), (3.43) и (3.44)) для функции Сиверса

В то же время, с целью решения задачи разделения кварковых ароматов (нахождения ФРП разных ароматов по отдельности), наряду с π^-p -пучком предлагается использовать π^+p -пучок [35]. Однако, как мы покажем ниже, наличие π^+p -пучка не помогает решить задачу разделения ароматов, в то время как она полностью решается только с π^-p -пучком при использовании наряду с протонной и дейтронной мишени.

При нахождении связи (любых) функций распределения партонов F_q в π^- (с кварковым составом $\bar{u}d$) и π^+ (с кварковым составом ud) мы можем одновременно использовать как $SU_f(2)$ -симметрию, так и симметрию зарядового сопряжения C . В результате имеем

$$F_{\bar{u}}|_{\pi^-} \stackrel{C}{=} F_u|_{\pi^+} \stackrel{SU_f(2)}{=} F_d|_{\pi^-} \stackrel{C}{=} F_{\bar{d}}|_{\pi^+} \quad (3.46)$$

для валентных распределений, тогда как все морские распределения в π^- и π^+ также равны между собой.

С учетом (3.46) и в пренебрежении попарными произведениями ФРП s -кварка в пионе и протоне формула (3.23) для величины \hat{k} принимает вид

$$\begin{aligned} \hat{k}|_{\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-X} &= \\ &= 8 \frac{4\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} h_{1u}^{\perp(1)}(x_p)|_p + h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} h_{1d}^{\perp(1)}(x_p)|_p + (q \leftrightarrow \bar{q})}{4f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1u}(x_p)|_p + f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1d}(x_p)|_p + (q \leftrightarrow \bar{q})} \quad (3.47) \end{aligned}$$

в случае $\pi^- p$ -столкновений и

$$\begin{aligned} \hat{k} \Big|_{\pi^+ p \rightarrow \mu^+ \mu^- X} = \\ = 8 \frac{\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} h_{1d}^{\perp(1)}(x_p) \Big|_p + 4h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} h_{1u}^{\perp(1)}(x_p) \Big|_p + (q \leftrightarrow \bar{q})}{\bar{f}_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} f_{1d}(x_p) \Big|_p + 4f_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} f_{1u}(x_p) \Big|_p + (q \leftrightarrow \bar{q})} \quad (3.48) \end{aligned}$$

в случае $\pi^+ p$ -столкновений. Мы видим, что в обоих случаях только первые слагаемые в числителе и знаменателе (3.47), (3.48) содержат произведения доминирующих валентных распределений в пионе и протоне. Однако в первом случае вкладами $4h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} \bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_p) \Big|_p$ и $4f_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} \bar{f}_{1u}(x_p) \Big|_p$ можно смело пренебречь (так же как и попарными произведениями ФРП странных кварков), поскольку они содержат произведения двух морских распределений, а остальные, перекрестные (произведения морских и валентных ФРП) вклады дополнительно (и очень существенно) подавлены еще и зарядовым фактором $1/4$, так что мы можем ими также спокойно пренебречь и получить в результате хорошее приближение (3.29) для \hat{k} . Во втором же случае такое зарядовое подавление отсутствует*, так что кроме вкладов

$$h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} \bar{h}_{1d}^{\perp(1)}(x_p) \Big|_p, \quad f_{1u}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} \bar{f}_{1d}(x_p) \Big|_p,$$

содержащих произведения морских ФРП, мы больше не можем пренебречь ни одним из слагаемых в числителе и знаменателе (3.48) без риска существенного искажения результата.

Таким образом, мы видим, что только π^- -пучок дает возможность свести число неизвестных ФРП к минимуму. Использование же вдобавок π^+ -пучка, хотя и дает нам еще одно дополнительное уравнение, приводит к появлению в системе, помимо искомой (задача разделения u - и d -ароматов в протоне) ФРП $h_{1d}^{\perp(1)} \Big|_p$, сразу двух дополнительных неизвестных, соответствующих морским распределениям Буря–Мулдерса u -кварка в пионе и протоне.

Такая же ситуация складывается и для односпиновых асимметрий (2.27), (2.28) (или, что эквивалентно, (2.32)) и (2.29), (2.30). Так, в числителях

$$\begin{aligned} 4\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} h_{1u}(x_p) \Big|_p + h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} h_{1d}(x_p) \Big|_p + \\ + 4h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} \bar{h}_{1u}(x_p) \Big|_p + \bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi) \Big|_{\pi^-} \bar{h}_{1d}(x_p) \Big|_p + (\text{strangeness}), \end{aligned}$$

*Напротив, мы видим, что теперь зарядовый фактор существенно усиливает два вклада в числитель (3.48), содержащие неизвестные морские ФРП $h_{1u}^{\perp(1)} \Big|_{\pi^-}$ и $\bar{h}_{1u}^{\perp(1)} \Big|_p$.

$$4\bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1T}^{\perp(1)u}|_p + f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1T}^{\perp(1)d}|_p + \\ + 4f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}|_p + \bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{f}_{1T}^{\perp(1)d}(x_p)|_p + (\text{strangeness})$$

асимметрий $\hat{A}_h|_{\pi^-p^\uparrow}$ и $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}}|_{\pi^-p^\uparrow}$ существенно доминируют только первые слагаемые, содержащие произведение двух валентных ФРП и зарядовый фактор 4. Благодаря этому мы получаем хорошие приближения (3.30) и (3.41) к этим асимметриям, сводя к минимуму число неизвестных переменных. В то же время в числителях

$$4h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} h_{1u}(x_p)|_p + \bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} h_{1d}(x_p)|_p + \\ + 4\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{h}_{1u}(x_p)|_p + h_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{h}_{1d}(x_p)|_p + (\text{strangeness}),$$

$$4f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1T}^{\perp(1)u}|_p + \bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} f_{1T}^{\perp(1)d}|_p + \\ + 4\bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}|_p + f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} \bar{f}_{1T}^{\perp(1)d}(x_p)|_p + (\text{strangeness})$$

асимметрий $\hat{A}_h|_{\pi^+p^\uparrow}$ и $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}}|_{\pi^+p^\uparrow}$ можно безопасно пренебречь только четвертыми слагаемыми и вкладами странности, оставляя при этом вклады с неизвестными морскими ФРП в пионе и протоне. Таким образом, можно сделать вывод, что π^+ -пучок должен рассматриваться не как обязательная для дрелл-яновской программы на COMPASS, а скорее как дополнительная (реализуемая в случае благоприятной ситуации с набором статистики для π^- -пучка) опция, которая, в принципе, может помочь нам в изучении морских распределений. Напротив, наличие, наряду с π^- -пучком и протонной мишенью, дейтронной мишени просто необходимо, так как дает возможность решить задачу разделения ароматов, т. е. найти ФРП u - и d -кварков в протоне по отдельности. Действительно, в случае процессов

$$\pi^- D \rightarrow \mu^+ \mu^- X, \quad (3.49)$$

$$\pi^- D^\uparrow \rightarrow \mu^+ \mu^- X, \quad (3.50)$$

применяя $SU_f(2)$ -симметрию к функциям распределения кварков в протоне, легко получить хорошие приближения к величинам \hat{k} , \hat{A}_h и $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}}$ вида

$$\hat{k}(x_\pi, x_D)|_{\pi^-D} \simeq 8 \frac{\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-} [h_{1u}^{\perp(1)}(x_D)|_p + h_{1d}^{\perp(1)}(x_D)|_p]}{f_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-} [f_{1u}(x_D)|_p + f_{1d}(x_D)|_p]}, \quad (3.51)$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}(x_\pi, x_D)|_{\pi-D\uparrow} &\equiv 2A_h(x_\pi, x_D)|_{\pi-D\uparrow} \simeq \\
&\simeq -\frac{\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_\pi)|_{\pi^-}[h_{1u}(x_D)|_p + h_{1d}(x_D)|_p]}{\bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-}[f_{1u}(x_D)|_p + f_{1u}(x_D)|_p]}, \quad (3.52)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}}(x_\pi, x_D)|_{\pi-D\uparrow} &\simeq \\
&\simeq 2\frac{\bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-}[f_{1T}^{\perp(1)u}(x_D)|_p + f_{1T}^{\perp(1)d}(x_D)|_p]}{\bar{f}_{1u}(x_\pi)|_{\pi^-}[f_{1u}(x_D)|_p + f_{1d}(x_D)|_p]}, \quad (3.53)
\end{aligned}$$

которые вместе с формулами (3.29), (3.30) и (3.41) позволяют найти ФРП $h_1^{\perp(1)}$, h_1 , $f_{1T}^{\perp(1)}$ в протоне для u - и d -ароматов.

4. ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИЕ ПРОЦЕССЫ С МОРСКИМ АНТИКВАРКОМ В НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Несмотря на всю значимость рассмотренных ранее дрелл-яновских процессов с аннигилирующим валентным антикварком, процессы с морским антикварком в начальном состоянии также очень важны, так как помимо доступа к валентным распределениям они предоставляют доступ и к функциям распределения морских кварков в протоне. В настоящее время процессы Дрелла–Яна в столкновениях поляризованных протонов и дейтронов планируется изучать на ускорительных комплексах RHIC [33], J-PARC [34] и, в принципе, такая опция обсуждается как часть дрелл-яновской программы* на COMPASS, где доступен неполяризованный протонный пучок, а также поляризованные протонная и дейтронная мишени. Кроме того, недавно в ОИЯИ стартовал проект нового коллайдера NICA [37, 38], основанного на реконструкции действующего ускорителя «Нуклотрон». В то время как в точке первого пересечения пучков нового коллайдера предполагается изучать свойства кварк-глюонной материи в столкновениях тяжелых ионов, в точке второго пересечения планируется (см. [36]) исследовать кварковую структуру нуклона в столкновениях поляризованных протонов и дейтронов. Существенной частью этой программы как раз и является изучение дрелл-яновских процессов с целью нахождения плохо известных партонных функций распределения в протоне. Важно отметить, что все эти планируемые эксперименты

*В настоящее время эта программа фокусируется на пион-протонных/дейтронных столкновениях (см., например, [35]). Однако возможность изучать дрелл-яновские процессы в pp - и pD -столкновениях также активно обсуждается коллаборацией COMPASS.

по дрелл-яновским процессам не дублируют друг друга, а являются взаимодополняющими, обеспечивающими доступ к различным ФРП в разных* кинематических областях.

На первый взгляд представляется, что дрелл-яновские процессы с pp -, pD - и DD -столкновениями сильно подавлены из-за отсутствия валентного антикварка в начальном состоянии. Однако ниже мы покажем, что существуют кинематические области, где изучаемые асимметрии принимают достаточно большие значения, чтобы быть измеримыми в условиях реально достижимой статистики дрелл-яновских событий.

4.1. Протон-протонные столкновения. Рассмотрим сначала дрелл-яновские процессы с неполяризованными протонами в начальном состоянии:

$$pp \rightarrow l^+ l^- X. \quad (4.1)$$

Общая процедура [13], рассмотренная в пп. 2.1, 2.2, в применении к процессу (4.1) дает

$$\hat{k}|_{pp \rightarrow l^+ l^- X} = 8 \frac{\sum_q e_q^2 [\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_1) h_{1q}^{\perp(1)}(x_2) + (q \rightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [\bar{f}_{1q}(x_1) f_{1q}(x_2) + (q \rightarrow \bar{q})]}, \quad (4.2)$$

где \hat{k} — это коэффициент при $\cos 2\phi$ зависящей части должным образом проинтегрированного по q_T отношения неполяризованных сечений:

$$\hat{R} = \frac{\int d^2 \mathbf{q}_T [|\mathbf{q}_T|^2 / M_p^2] [d\sigma^{(0)} / d\Omega]}{\int d^2 \mathbf{q}_T \sigma^{(0)}}, \quad (4.3)$$

$$\hat{R} = \frac{3}{16\pi} (\gamma(1 + \cos^2 \theta) + \hat{k} \cos 2\phi \sin^2 \theta). \quad (4.4)$$

В то же время в случае процесса

$$pp^\uparrow \rightarrow \mu^+ \mu^- X \quad (4.5)$$

с поперечной поляризацией одного из протонов имеем (см. (2.32))

$$A_{UT}^{\sin(\phi + \phi_S) \frac{q_T}{M}} \equiv 2\hat{A}_h = - \frac{\sum_q e_q^2 [\bar{h}_{1q}^{\perp(1)}(x_p) h_{1q}(x_{p^\uparrow}) + (q \rightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [\bar{f}_{1q}(x_p) f_{1q}(x_{p^\uparrow}) + (q \rightarrow \bar{q})]} \quad (4.6)$$

*Для pp -столкновений значение величины \sqrt{s} составляет 200 ГэВ для RHIC. Для COMPASS эта величина может варьироваться от 20 до 27 ГэВ (верхняя граница соответствует первичному протонному SPS пучку с энергией 400 ГэВ). На J-PARC предполагается достичь значение \sqrt{s} порядка 8 ГэВ на первой стадии и порядка 10 ГэВ на второй стадии. Для NICA планируемое значение \sqrt{s} составляет порядка 20–26 ГэВ.

для односпиновой асимметрии (2.27), дающей доступ к поперечности и первому моменту функции Бурра–Мулдерса, а также

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} = 2 \frac{\sum_q e_q^2 [\bar{f}_{1q}(x_p) f_{1T}^{\perp(1)q}(x_{p\uparrow}) + (q \rightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [\bar{f}_{1q}(x_p) f_{1q}(x_{p\uparrow}) + (q \rightarrow \bar{q})]} \quad (4.7)$$

для асимметрии (2.29), дающей доступ к первому моменту функции Сиверса.

Рассмотрим теперь односпиновые асимметрии, заданные формулами (4.7) и (4.6). В противоположность валентным ФРП морские ФРП доминируют при малых x и быстро вымирают при возрастании x . Вот почему в рассматриваемом случае pp^\uparrow -столкновений наиболее важны области, где бёркеновская переменная x принимает малые значения для морских ФРП, тогда как при этом, в силу соотношения

$$x_p x_{p\uparrow} = Q^2/s, \quad (4.8)$$

валентные ФРП оказываются при больших значениях x . Действительно, в таких областях мы можем пренебречь вкладами в асимметрии, содержащими морские ФРП при больших значениях x (позже мы увидим, что это действительно хорошее приближение), и, благодаря этому, существенно сократить количество лишних неизвестных, входящих в выражения для асимметрий.

Таким образом, рассмотрим два предельных случая: $x_p \gg x_{p\uparrow}$ и $x_p \ll x_{p\uparrow}$. В первом случае

$$x_{\text{unpol}} \gg x_{\text{pol}}, \quad (4.9)$$

пренебрегая* вкладами, содержащими морские ФРП при больших значениях x_p (и, соответственно, валентные при малых), мы получаем приближенные выражения для асимметрий (4.7) и (4.6):

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \gg x_{p\uparrow}} \simeq 2 \frac{4\bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p\uparrow})f_{1u}(x_p) + \bar{f}_{1T}^{\perp(1)d}(x_{p\uparrow})f_{1d}(x_p)}{4\bar{f}_{1u}(x_{p\uparrow})f_{1u}(x_p) + \bar{f}_{1d}(x_{p\uparrow})f_{1d}(x_p)}, \quad (4.10)$$

$$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \gg x_{p\uparrow}} \simeq -\frac{4h_{1u}^{\perp(1)}(x_p)\bar{h}_{1u}(x_{p\uparrow}) + h_{1d}^{\perp(1)}(x_p)\bar{h}_{1d}(x_{p\uparrow})}{4f_{1u}(x_p)\bar{f}_{1u}(x_{p\uparrow}) + f_{1d}(x_p)\bar{f}_{1d}(x_{p\uparrow})}. \quad (4.11)$$

Далее, принимая во внимание кварковые заряды и доминантность u -кварка при больших x , соотношения (4.10) и (4.11) можно свести к еще более упрощенным уравнениям

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \gg x_{p\uparrow}} \simeq 2 \frac{\bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p\uparrow})f_{1u}(x_p)}{f_{1u}(x_{p\uparrow})f_{1u}(x_p)} = 2 \frac{\bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p\uparrow})}{f_{1u}(x_{p\uparrow})}, \quad (4.12)$$

*Как и ранее, мы исключаем вклады странности, которые дают очень малые поправки.

$$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \gg x_{p\uparrow}} \simeq -\frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_p)\bar{h}_{1u}(x_{p\uparrow})}{f_{1u}(x_p)\bar{f}_{1u}(x_{p\uparrow})}, \quad (4.13)$$

которые тем не менее (как будет показано ниже) все еще остаются хорошими приближениями к рассматриваемым асимметриям.

Действуя абсолютно аналогично, во втором предельном случае

$$x_{\text{unpol}} \ll x_{\text{pol}} \quad (4.14)$$

получаем

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \ll x_{p\uparrow}} \simeq 2\frac{4f_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p\uparrow})\bar{f}_{1u}(x_p) + f_{1T}^{\perp(1)d}(x_{p\uparrow})\bar{f}_{1d}(x_p)}{4f_{1u}(x_{p\uparrow})f_{1u}(x_p) + f_{1d}(x_{p\uparrow})f_{1d}(x_p)}, \quad (4.15)$$

$$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \ll x_{p\uparrow}} \simeq -\frac{4\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_p)h_{1u}(x_{p\uparrow}) + \bar{h}_{1d}^{\perp(1)}(x_p)h_{1d}(x_{p\uparrow})}{4\bar{f}_{1u}(x_p)f_{1u}(x_{p\uparrow}) + \bar{f}_{1d}(x_p)f_{1d}(x_{p\uparrow})} \quad (4.16)$$

с учетом вкладов d -кварка, в то время как

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \ll x_{p\uparrow}} \simeq 2\frac{f_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p\uparrow})\bar{f}_{1u}(x_p)}{f_{1u}(x_{p\uparrow})\bar{f}_{1u}(x_p)} = 2\frac{f_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p\uparrow})}{f_{1u}(x_{p\uparrow})}, \quad (4.17)$$

$$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}} \Big|_{x_p \ll x_{p\uparrow}} \simeq -\frac{\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_p)h_{1u}(x_{p\uparrow})}{f_{1u}(x_p)f_{1u}(x_{p\uparrow})} \quad (4.18)$$

в пренебрежении этими вкладами.

Ниже мы покажем, что даже двойные приближения, заданные (4.13) и (4.18), находятся в очень хорошем согласии с исходной формулой (4.6) для асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}$. Это очень важно, так как позволяет существенно сократить количество неизвестных переменных (неизвестных ФРП), входящих в уравнения, задаваемые асимметрией $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}$, измеряемой в кинематических областях (4.9) и (4.14). В частности, это дает нам интересную возможность прямого извлечения отношений $h_{1u}/h_{1u}^{\perp(1)}$ и $\bar{h}_{1u}/\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}$, т. е. нахождения этих отношений непосредственно из данных, без применения процедуры фитирования, с привлечением ряда предположений на неизвестные функции распределения. Действительно, вернемся к неполяризованному дрелл-яновскому процессу (4.1). В предельных случаях $x_1 \gg x_2$ и $x_1 \ll x_2$ уравнение (4.2) сводится к уравнениям

$$\hat{k} \Big|_{x_1 \gg x_2} \simeq 8\frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_1)\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_2)}{f_{1u}(x_1)\bar{f}_{1u}(x_2)}, \quad (4.19)$$

$$\hat{k} \Big|_{x_1 \ll x_2} \simeq 8\frac{\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_1)h_{1u}^{\perp(1)}(x_2)}{\bar{f}_{1u}(x_1)f_{1u}(x_2)} \quad (4.20)$$

соответственно. Тогда, имея в распоряжении величины $\hat{k}(x_1, x_2)$ и $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ ($x_p = x_1, x_{p\uparrow} = x_2$), измеренные в неполяризованном и одночастично-поляризованном дрелл-яновских процессах, и комбинируя (4.13), (4.18) с (4.19), (4.20), мы можем получить отношения $h_{1u}/h_{1u}^{\perp(1)}$ и $\bar{h}_{1u}/\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}$ из уравнений

$$\begin{aligned}\frac{\bar{h}_{1u}(x_1)}{\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_1)} &\simeq -8 \frac{\hat{A}_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}}{\hat{k}} \Big|_{x_1 \gg x_2}, \\ \frac{h_{1u}(x_1)}{h_{1u}^{\perp(1)}(x_1)} &\simeq -8 \frac{\hat{A}_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}}{\hat{k}} \Big|_{x_1 \ll x_2}.\end{aligned}\quad (4.21)$$

Численные оценки для асимметрий. Представим сначала оценки значений асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}} \Big|_{pp\uparrow \rightarrow l+l-X}$, заданной (4.7). Заметим, что для кинематики RHIC асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$, взвешенная только с угловым фактором $\sin(\phi-\phi_S)$, уже изучалась в работе [26]. В рамках гауссовой модели, примененной в [26], эта асимметрия просто пропорциональна изучаемой q_T взвешенной асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$:

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)} = a_{\text{Gauss}}^{DY} A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}, \quad a_{\text{Gauss}}^{DY} \simeq 0,81 \cdot ((1 \pm 10) \%), \quad (4.22)$$

так что нет необходимости дублировать здесь вычисления для кинематической области RHIC. Вместо этого мы представим оценки для кинематики NICA [37, 38], где планируются столкновения протонных пучков с энергиями 10–13 ГэВ. Вычисления проводятся для значений Q^2 ниже и выше порога рождения $Q^2 = 9,5 \text{ ГэВ}^2$ J/Ψ -резонанса. Как и раньше (см. п. 3.2), мы используем в вычислениях три различных фита I, II и III для функции Сиверса, заданных формулами (3.42)–(3.44). Для входящих в (4.7) первых моментов

$$\bar{f}_{1T}^{\perp(1)q}(x) \equiv \int d^2\mathbf{k}_T \left(\frac{\mathbf{k}_T^2}{2M_p^2} \right) \bar{f}_{1T}^{\perp q}(x, \mathbf{k}_T^2)$$

функций Сиверса мы используем модель (с положительным знаком), предложенную в работе [26] (см. (10) и (11) в [26]):

$$\frac{f_{1T}^{\perp(1)\bar{q}}(x)}{f_{1T}^{\perp(1)q}(x)} = \frac{f_{1\bar{u}}(x) + f_{1\bar{d}}(x)}{f_{1u}(x) + f_{1d}(x)}. \quad (4.23)$$

Для неполяризованных ФРП, входящих в (4.7), используется параметризация GRV94 [39].

Результаты вычислений $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ для разных значений Q^2 представлены на рис. 15. Из этого рисунка видно, что асимметрия принимает наибольшие значения, порядка 6–8 %, вблизи нулевого значения разности $x_p - x_{p\uparrow}$

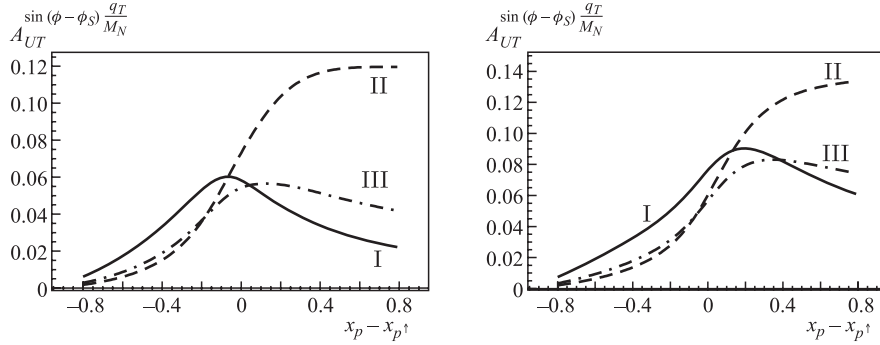


Рис. 15. Оценка асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M_N}}|_{pp^\dagger}$ для NICA, $s = 400 \text{ ГэВ}^2$, с $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$ (слева) и $Q^2 = 15 \text{ ГэВ}^2$ (справа). Римские цифры I, II обозначают фиты I и II для функции Сиверса из работы [2]; III — фит из работы [3]

и когда эта разность становится положительной. Как будет показано ниже (см. разд. 5), такие значения асимметрии вполне достаточны, чтобы обеспечить ее измеримость в условиях коллайдера NICA.

Заметим, что кроме параметризаций I, II и III существуют параметризации для функции Сиверса, представленные в работах* [40, 41]. Наши вычисления показывают, что значения $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, полученные с использованием этих параметризаций, очень близки к соответствующим значениям, полученным с использованием параметризаций I, II, III в области $x_p > x_{p^\dagger}$, и даже превышают их в области $x_p < x_{p^\dagger}$. Таким образом, предсказание для $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, сделанное с использованием параметризаций (3.42)–(3.44), можно даже рассматривать как недооценку величины этой асимметрии: если величина асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, вычисленной с параметризациями I, II, III, достаточна для ее измеримости при данной статистике дрелл-яновских событий, то даже большая величина асимметрии, полученная с использованием параметризаций из [40] и [41], тем более достаточна для ее измеримости.

Рисунки для $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, соответствующие нашим вычислениям, проведенным для кинематических условий COMPASS и J-PARC (в отличие от условий RHIC, они очень близки к кинематическим условиям NICA), очень похожи на рис. 15 для кинематики NICA, воспроизводя практически то же

*Имея дело с параметризацией из работы [40], нужно иметь в виду, что обозначения для функции Сиверса $\Delta^N f_{q/H^\dagger}$ и f_{1T}^\perp отличаются знаком и дополнительным множителем: $f_{1T}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2) = -(M/2|\mathbf{k}_T|)\Delta^N f_{q/H^\dagger}(x, \mathbf{k}_T^2)$ (см. «Trento conventions» в работе [42]).

самое поведение этой асимметрии. Такое поведение $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ позволяет надеяться, что она может быть измерена не только в коллайдерной моде (RHIC, NICA), но и в экспериментах с фиксированной мишенью (COMPASS, J-PARC). Дело в том, что в экспериментах с фиксированной мишенью, как правило, аксептанс детектора позволяет регистрировать главным образом события с положительными значениями фейнмановской переменной x_F :

$$x_F \equiv x_{\text{beam}} - x_{\text{target}} \simeq 0, \quad (4.24)$$

где x_{beam} и x_{target} — значения бёркеновской переменной x для кварков в протонах пучка и мишени соответственно. Таким образом, опция $x_p > x_{p^\dagger}$, в принципе, может быть реализована COMPASS и J-PARC, где могут быть доступны неполяризованный протонный пучок и поляризованная протонная мишень. С другой стороны, область $x_p < x_{p^\dagger}$, где $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ также принимает достаточно большие значения, определено может быть достигнута в коллайдерных экспериментах на RHIC и NICA и, предположительно, в экспериментах на J-PARC, где опция с поляризованным протонным пучком также планируется в настоящее время (см. [34]).

Рассмотрим теперь асимметрию $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, заданную соотношением (4.6). Поскольку ни функция Бура–Мулдерса, ни ее первый момент до сих пор не измерены, мы используем в вычислениях модель Бура (2.15), которая производит хороший фит данных экспериментов NA10 [18] и E615 [17] для (аномально большой) $\cos 2\phi$ зависимости дрелл-яновских сечений. В рамках этой модели первый момент

$$h_{1q}^{\perp(1)}(x) \equiv \int d^2\mathbf{k}_T \left(\frac{\mathbf{k}_T^2}{2M^2} \right) h_{1q}^{\perp(1)}(x, \mathbf{k}_T^2)$$

функции Бура–Мулдерса $h_{1q}^{\perp(1)}$ принимает значение

$$h_{1q}^{\perp(1)}(x) \simeq 0,163 f_1(x).$$

Мы также применяем следующее предположение для первого момента ФРП Бура–Мулдерса морского кварка:

$$\frac{h_{1\bar{q}}^{\perp(1)}(x)}{h_{1q}^{\perp(1)}(x)} = \frac{f_{1\bar{q}}(x)}{f_{1q}(x)}. \quad (4.25)$$

Заметим, что это предположение похоже на использованное ранее предположение (4.23), но не аналогично ему. При этом именно предположение в форме (4.25) находится в согласии с используемой моделью Бура.

Недавно ФРП поперечности h_1 была впервые извлечена [4] из комбинированных данных коллабораций HERMES [5], COMPASS [43] и BELLE [44].

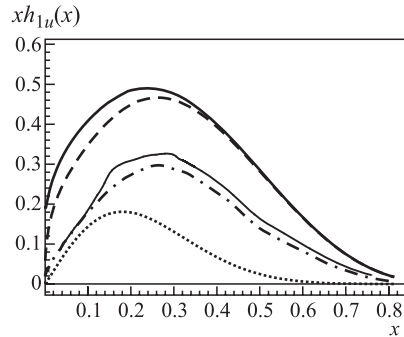


Рис. 16. Результаты работы [4] для h_{1u} в сравнении с результатами, полученными с использованием двух версий модели эволюции и неравенства Соффера. Сплошная жирная линия соответствует верхней границе, определяемой неравенством Соффера, штриховая — модели эволюции с насыщением неравенства Соффера при начальном модельном масштабе $Q_0^2 = 0,23 \text{ ГэВ}^2$, сплошная тонкая — верхней границе коридора ошибок для h_{1u} , штрихпунктирная — модели эволюции с начальными условиями (4.27), пунктирная — фитирующей функции для h_{1u} из работы [4]. Используются параметризации GRV94 [39] и GRSV95 [68] для $q(x)$ и $\Delta q(x)$ соответственно

Однако из-за плохого качества этих данных коридор ошибок, сопровождающий параметризацию для h_1 , оказался очень большим (рис. 16), и, кроме того, авторы работы [4] были вынуждены вовлечь в анализ большое количество дополнительных предположений. В частности, было применено предположение нулевых ФРП поперечности морских кварков. Однако, как уже не раз отмечалось, в случае протон-протонных столкновений именно морские ФРП играют определяющую роль. Вот почему мы, вместо параметризации для поперечности из работы [4], применяем здесь две версии модели эволюции для поперечности. Первая — это модель [45], где при очень малом начальном значении Q^2 ($Q_0^2 = 0,23 \text{ ГэВ}^2$) (так называемом модельном масштабе — model scale) насыщается неравенство Соффера (3.13):

$$\begin{aligned} h_{1q}(x, Q_0^2) &= \frac{1}{2} [q(x, Q_0^2) + \Delta q(x, Q_0^2)], \\ \bar{h}_{1q}(x, Q_0^2) &= \frac{1}{2} [\bar{q}(x, Q_0^2) + \Delta \bar{q}(x, Q_0^2)], \end{aligned} \quad (4.26)$$

а затем величины h_{1q} , $h_{1\bar{q}}$ эволюционируют согласно уравнениям ДГЛАП. Конечно, эта модель скорее дает нам верхнюю границу на асимметрию. В другой версии модели эволюции (см. [1, 28]) при том же начальном значении Q_0^2 (модельном масштабе) валентные и морские ФРП поперечности в протоне предполагаются равными соответствующим продольно-поляризованным ФРП,

так что

$$h_{1q}(x; Q_0^2) = \Delta q(x; Q_0^2), \quad \bar{h}_{1q}(x; Q_0^2) = \Delta \bar{q}(x; Q_0^2), \quad (4.27)$$

а затем и $h_{1\bar{q}}$ опять-таки эволюционируют к рассматриваемым значениям Q^2 согласно уравнениям ДГЛАП. Конечно, эта модель является гораздо более реалистичной, так как при начальном модельном масштабе множество моделей предсказывают выполнение (4.27) [1]. Очень важно, что кривая для поперечности, соответствующая этой версии модели эволюции, лежит в пределах коридора ошибок для фита из работы [4] (см. рис. 16). Таким образом, модель эволюции с начальными условиями (4.27) находится в согласии с результатами работы [4].

Мы представляем здесь оценки величины асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ ниже и выше порога рождения J/ψ -резонанса для сильно различающихся кинематических условий RHIC (рис. 17) и NICA (рис. 18). Соответствующие рисунки для кинематики COMPASS и J-PARC опять-таки практически не отличаются от рис. 18 для близких кинематических условий NICA.

Из рис. 17 и 18 видно, что для кинематик RHIC и NICA (так же как для COMPASS и J-PARC) асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ пренебрежимо мала при $x_p > x_{p\uparrow}$ и, напротив, принимает достаточно большие значения в области $x_p < x_{p\uparrow}$. Во втором случае $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ достигает максимальных значений (порядка 5–10 %), когда разность $x_p - x_{p\uparrow}$ принимает большие отрицательные значения. Следовательно, можно сделать вывод о преимуществе симметричной коллайдерной моды (RHIC, NICA), где случаи $x_p < x_{p\uparrow}$ и $x_p > x_{p\uparrow}$ не различаются, в противоположность моде с фиксированной мишенью, где эти

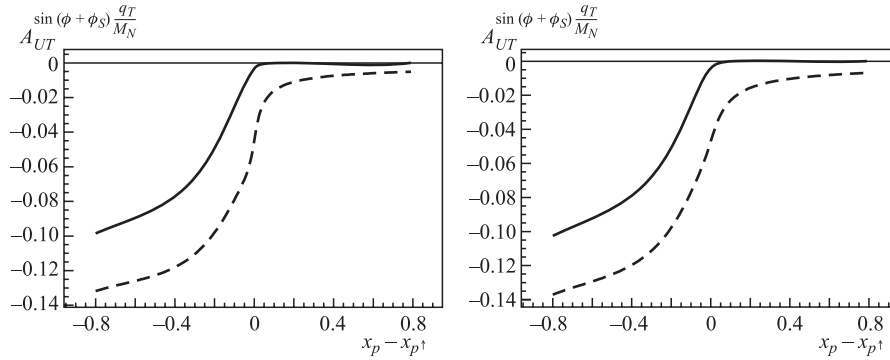


Рис. 17. Оценка асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}|_{pp\uparrow}$ для RHIC, $s = 200^2$ ГэВ², с $Q^2 = 4$ ГэВ² (слева) и 20 ГэВ² (справа). Сплошная и штриховая линии соответствуют двум версиям модели эволюции (4.26) и (4.27) для поперечности. Используются параметризации GRV94 [39] и GRSV95 [68] для $q(x)$ и $\Delta q(x)$ соответственно

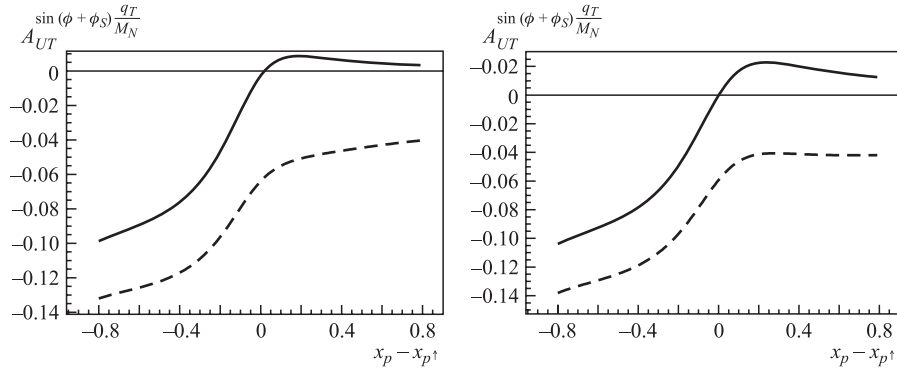


Рис. 18. Оценка асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M_N}}|_{pp^\dagger}$ для NICA, $s = 400 \text{ ГэВ}^2$, с $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$ (слева) и 15 ГэВ^2 (справа). Сплошная и штриховая линии соответствуют двум версиям модели эволюции (4.26) и (4.27) для поперечности. Используются параметризации GRV94 [39] и GRSV95 [68] для $q(x)$ и $\Delta q(x)$ соответственно

случаи различаются очень существенно, из-за ограничения (4.24) на акцептанс детектора. Таким образом, чтобы получить ненулевые значения $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M_N}}$ с фиксированной мишенью, мы должны либо суметь обойти ограничение (4.24), применяя спектрометр с геометрией «вперед-назад» для опции неполяризованный пучок / поляризованная мишень, или, в случае геометрии спектрометра «вперед» (ограничение (4.24) имеет силу), иметь дело с опцией поляризованный пучок / неполяризованная мишень. К сожалению, обе эти возможности едва ли реальны для COMPASS, где уже применяется спектрометр с геометрией «вперед» и не планируется поляризация протонного пучка. В то же время опция с поляризованным протонным пучком в настоящее время планируется на ускорительном комплексе J-PARC [34].

В заключение оценим, насколько хорошими являются приближения, заданные формулами (4.10)–(4.13) в случае $x_p \gg x_{p^\dagger}$ и (4.15)–(4.18) в случае $x_p \ll x_{p^\dagger}$. Такие оценки очень важны для анализа, поскольку эти приближения позволяют сократить множество дополнительных неизвестных переменных, входящих в уравнения для измеряемых асимметрий. Соответствующие вычисления асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ представлены* в табл. 2. Из этой таблицы видно, что приближения (4.10) и (4.15), полученные исключением морских вкладов при больших значениях x , работают очень хорошо (колонка В). В то же время согласие результатов, полученных с помощью двойных при-

*Для краткости мы представляем здесь только две таблицы для кинематики NICA. Наши вычисления показывают, что для всех остальных рассматриваемых кинематических условий (RHIC, COMPASS, J-PARC) полученные результаты абсолютно аналогичны.

Таблица 2. Кинематика NISA. Значения асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}}$, вычисленные с использованием (4.7) (колонка А), в сравнении с двумя приближениями, заданными (4.10), (4.15) (колонка В) и (4.12), (4.17) (колонка С) соответственно. Для f_{1T} используется параметризация из работы [3]

$s = 400 \text{ ГэВ}^2, Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$				$s = 400 \text{ ГэВ}^2, Q^2 = 15 \text{ ГэВ}^2$			
$x_p - x_{p\uparrow}$	А	В	С	$x_p - x_{p\uparrow}$	А	В	С
-0,4000	0,0189	0,0184	0,0277	-0,4000	0,0178	0,0170	0,0277
-0,5000	0,0131	0,0129	0,0190	-0,5000	0,0132	0,0129	0,0204
-0,6000	0,0087	0,0086	0,0125	-0,6000	0,0093	0,0093	0,0142
-0,7000	0,0053	0,0053	0,0076	-0,7000	0,0061	0,0061	0,0091
-0,8000	0,0028	0,0028	0,0040	-0,8000	0,0033	0,0033	0,0049
0,4000	0,0514	0,0525	0,0614	0,4000	0,0828	0,0849	0,0984
0,5000	0,0486	0,0491	0,0556	0,5000	0,0811	0,0820	0,0922
0,6000	0,0460	0,0462	0,0509	0,6000	0,0788	0,0792	0,0867
0,7000	0,0437	0,0438	0,0471	0,7000	0,0764	0,0765	0,0818
0,8000	0,0417	0,0418	0,0439	0,8000	0,0742	0,0742	0,0775

ближений (4.12) и (4.17) (колонка С), с результатами из колонки А выглядит хуже (но все еще вполне приемлемым). Это не удивительно, так как в применяемых параметризациях (3.42)–(3.44) для функций Сиверса [2, 3] заложено равенство

$$f_{1T}^{\perp(1)u} = -f_{1T}^{\perp(1)d}, \quad (4.28)$$

которое обосновывается в рамках $1/N_c$ -разложения [46, 47].

С другой стороны, в случае асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}$ оба вида приближений — (4.11), (4.13) и (4.16), (4.18) — работают очень хорошо (см. табл. 3).

Таким образом, имея дело с кинематической областью $x_p \gg x_{p\uparrow}$, можно без опаски использовать приближение (4.10) для получения доступа к первым моментам функций Сиверса морских кварков. Имея же дело с приближением (4.12), нужно быть более осторожным: если действительно $f_{1T}^{\perp(1)u} \simeq -f_{1T}^{\perp(1)d}$, то двойное приближение (4.12) пригодно, скорее, для предварительных, грубых оценок. В то же время мы не имеем доступа к поперечности и функции Бура–Мулдерса при $x_p \gg x_{p\uparrow}$, так как асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}$ пренебрежимо мала в этой кинематической области. Напомним, что для моды с фиксированной мишенью эта область соответствует опции с неполяризованным пучком и поляризованной мишенью (если, конечно, мы имеем в распоряжении только спектрометр с геометрией «вперед», см. (4.24)).

Рассмотрим теперь предел $x_p \ll x_{p\uparrow}$ который в случае фиксированной мишени и спектрометра с геометрией «вперед» соответствует опции с поляри-

Таблица 3. Кинематика NICA. Значения асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}$, вычисленные с использованием (4.6) (колонка А), в сравнении с двумя приближениями, заданными (4.11), (4.16) (колонка В) и (4.13), (4.18) (колонка С) соответственно. Для поперечности используется модель эволюции с начальными условиями $h_{1q(\bar{q})} = \Delta q(\Delta \bar{q})$ при $Q_0^2 = 0,23 \text{ ГэВ}^2$

$s = 400 \text{ ГэВ}^2, Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$				$s = 400 \text{ ГэВ}^2, Q^2 = 15 \text{ ГэВ}^2$			
$x_p - x_{p^\dagger}$	А	В	С	$x_p - x_{p^\dagger}$	А	В	С
-0,4000	-0,0761	-0,0800	-0,0912	-0,4000	-0,0783	-0,0833	-0,0951
-0,5000	-0,0838	-0,0856	-0,0948	-0,5000	-0,0864	-0,0887	-0,0983
-0,6000	-0,0894	-0,0902	-0,0975	-0,6000	-0,0926	-0,0936	-0,1012
-0,7000	-0,0940	-0,0943	-0,1000	-0,7000	-0,0980	-0,0984	-0,1041
-0,8000	-0,0987	-0,0988	-0,1029	-0,8000	-0,1038	-0,1039	-0,1078
0,4000	0,0063	0,0067	0,0068	0,4000	0,0200	0,0216	0,0220
0,5000	0,0052	0,0054	0,0054	0,5000	0,0176	0,0184	0,0186
0,6000	0,0044	0,0045	0,0045	0,6000	0,0156	0,0159	0,0160
0,7000	0,0038	0,0038	0,0038	0,7000	0,0138	0,0139	0,0140
0,8000	0,0033	0,0033	0,0033	0,8000	0,0123	0,0124	0,0124

зованным пучком и неполяризованной мишенью. В этом случае мы имеем абсолютно противоположную ситуацию: асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}$ принимает достаточно большие значения (и предположительно измерима). Как было только что показано, в этом пределе мы можем без опаски применять даже двойное приближение (4.18). Это дает интересную возможность извлекать отношение $h_{1u}/h_{1u}^{\perp(1)}$ непосредственно, без применения процедуры фитирования, включающей набор предположений для дополнительных неизвестных переменных.

4.2. Асимметрии в случаях pD - и DD -столкновений. Как обычно, использование наряду с протонным пучком (протонной мишенью) дейтронного пучка (дейтронной мишени) позволяет одновременно находить ФРП u - и d -ароматов в протоне.

Применяя $SU_f(2)$ -симметрию к результатам п.4.1, легко получить соответствующие результаты для асимметрий в случае дрелл-яновских процессов с pD - и DD -столкновениями. Так, для асимметрий, предоставляющих доступ к первым моментам функции Сиверса, в предельном случае (4.9) мы немедленно получаем вместо (4.10) формулы

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{qT}{M}}(x_D \gg x_{p^\dagger})|_{Dp^\dagger \rightarrow l^+l^-X} \simeq 2 \frac{4\bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p^\dagger}) + \bar{f}_{1T}^{\perp(1)d}(x_{p^\dagger})}{4f_{1u}(x_{p^\dagger}) + f_{1d}(x_{p^\dagger})}, \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_p \gg x_{D\uparrow})\Big|_{pD\uparrow \rightarrow l+l-X} &= \\
&= A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_D \gg x_{D\uparrow})\Big|_{DD\uparrow \rightarrow l+l-X} \simeq \\
&\simeq 2 \frac{\bar{f}_{1T}^{\perp(1)u}(x_{D\uparrow}) + \bar{f}_{1T}^{\perp(1)d}(x_{D\uparrow})}{\bar{f}_{1u}(x_{D\uparrow}) + \bar{f}_{1d}(x_{D\uparrow})}, \quad (4.30)
\end{aligned}$$

в то время как в предельном случае (4.14) имеем

$$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_D \ll x_{p\uparrow})\Big|_{Dp\uparrow \rightarrow l+l-X} \simeq 2 \frac{4f_{1T}^{\perp(1)u}(x_{p\uparrow}) + f_{1T}^{\perp(1)d}(x_{p\uparrow})}{4f_{1u}(x_{p\uparrow}) + f_{1d}(x_{p\uparrow})}, \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_p \ll x_{D\uparrow})\Big|_{pD\uparrow \rightarrow l+l-X} &= \\
&= A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_D \ll x_{D\uparrow})\Big|_{DD\uparrow \rightarrow l+l-X} \simeq \\
&\simeq 2 \frac{f_{1T}^{\perp(1)u}(x_{D\uparrow}) + f_{1T}^{\perp(1)d}(x_{D\uparrow})}{f_{1u}(x_{D\uparrow}) + f_{1d}(x_{D\uparrow})}. \quad (4.32)
\end{aligned}$$

В то же время асимметрия, дающая доступ к поперечности и первому моменту функции Бура–Мулдерса, принимает вид

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_D \gg x_{p\uparrow})\Big|_{Dp\uparrow \rightarrow l+l-X} &\simeq \\
&\simeq - \frac{[h_{1u}^{\perp(1)}(x_D) + h_{1d}^{\perp(1)}(x_D)][4\bar{h}_{1u}(x_{p\uparrow}) + \bar{h}_{1d}(x_{p\uparrow})]}{[f_{1u}(x_D) + f_{1d}(x_D)][4\bar{f}_{1u}(x_{p\uparrow}) + \bar{f}_{1d}(x_{p\uparrow})]}, \quad (4.33)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_p \gg x_{D\uparrow})\Big|_{pD\uparrow \rightarrow l+l-X} &\simeq \\
&\simeq - \frac{[4h_{1u}^{\perp(1)}(x_p) + h_{1d}^{\perp(1)}(x_p)][\bar{h}_{1u}(x_{D\uparrow}) + \bar{h}_{1d}(x_{D\uparrow})]}{[4f_{1u}(x_p) + f_{1d}(x_p)][\bar{f}_{1u}(x_{D\uparrow}) + \bar{f}_{1d}(x_{D\uparrow})]}, \quad (4.34)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_D \gg x_{D\uparrow})\Big|_{DD\uparrow \rightarrow l+l-X} &\simeq \\
&\simeq - \frac{[h_{1u}^{\perp(1)}(x_D) + h_{1d}^{\perp(1)}(x_D)][\bar{h}_{1u}(x_{D\uparrow}) + \bar{h}_{1d}(x_{D\uparrow})]}{[f_{1u}(x_D) + f_{1d}(x_D)][\bar{f}_{1u}(x_{D\uparrow}) + \bar{f}_{1d}(x_{D\uparrow})]} \quad (4.35)
\end{aligned}$$

в предельном случае (4.9), тогда как

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_s)\frac{qT}{M}}(x_D \ll x_{p\uparrow})\Big|_{Dp\uparrow \rightarrow l+l-X} &\simeq \\
&\simeq - \frac{[\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_D) + \bar{h}_{1d}^{\perp(1)}(x_D)][4h_{1u}(x_{p\uparrow}) + h_{1d}(x_{p\uparrow})]}{[f_{1u}(x_D) + f_{1d}(x_D)][4\bar{f}_{1u}(x_{p\uparrow}) + \bar{f}_{1d}(x_{p\uparrow})]}, \quad (4.36)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}(x_p \ll x_{D\uparrow})\Big|_{pD\uparrow \rightarrow l+l-X} &\simeq \\
&\simeq -\frac{[4\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_p) + \bar{h}_{1d}^{\perp(1)}(x_p)][h_{1u}(x_{D\uparrow}) + h_{1d}(x_{D\uparrow})]}{[4f_{1u}(x_p) + f_{1d}(x_p)][f_{1u}(x_{D\uparrow}) + f_{1d}(x_{D\uparrow})]}, \quad (4.37)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{qT}{M}}(x_D \ll x_{D\uparrow})\Big|_{DD\uparrow \rightarrow l+l-X} &\simeq \\
&\simeq -\frac{[\bar{h}_{1u}^{\perp(1)}(x_D) + \bar{h}_{1d}^{\perp(1)}(x_D)][h_{1u}(x_{D\uparrow}) + h_{1d}(x_{D\uparrow})]}{[f_{1u}(x_D) + f_{1d}(x_D)][f_{1u}(x_{D\uparrow}) + f_{1d}(x_{D\uparrow})]} \quad (4.38)
\end{aligned}$$

в предельном случае (4.14).

Как уже отмечалось (см. п. 4.1), существуют сильные теоретические аргументы [46,47] в пользу выполнения равенства (4.28), т. е. мы можем ожидать, что измеренная сумма $f_{1T}^{\perp(1)u} + f_{1T}^{\perp(1)d}$ первых моментов функций Сиверса u - и d -ароматов окажется очень малой величиной*. Кроме того, КХД-эволюция предсказывает малость морских распределений поперечности *даже при малых* значениях x [28]. Таким образом, в случае поляризованного дейтрона в начальном состоянии почти все соответствующие асимметрии (см. (4.30), (4.32), (4.34), (4.35)) предположительно должны быть очень малыми величинами (и наши вычисления это подтверждают), сравнимыми с нулем в пределах ошибок (конечно, это должно быть тщательно проверено соответствующими измерениями на RHIC, NICA, COMPASS и J-PARC). Единственные асимметрии с поляризованным дейтроном, которые в принципе могли бы принимать ненулевые значения, содержат сумму $h_{1u}(x_{D\uparrow}) + h_{1d}(x_{D\uparrow})$ (см. (4.37), (4.38)). Дело в том, что проведенный в работе [4] анализ данных COMPASS [43] по полуинклюзивному ГНР на дейтронной мишени показал, что, возможно, эта сумма все-таки отлична от нуля. В соответствии с результатами работы [4] центральные значения ФРП h_{1u} и h_{1d} имеют разные знаки, но при этом не равны** по абсолютной величине. Однако неопределенности для h_{1u} и h_{1d} слишком велики (см. коридор ошибок на рис. 7 в работе [4]) для того, чтобы сделать однозначное заключение, равна величина $h_{1u} + h_{1d}$ нулю или нет. Таким образом, только новые измерения, среди которых особенно перспективны планируемые измерения односпиновых асимметрий в дрелл-яновских процессах с поляризованным дейтроном, смогут дать окончательный ответ на этот вопрос.

Наши вычисления показывают, что в противоположность случаю поляризованного дейтрона в случае поляризованного протона в начальном состо-

*С учетом предположения (4.23) это означает, что сумма $\bar{f}_{1T}^{\perp(1)u} + \bar{f}_{1T}^{\perp(1)d}$ первых моментов ФРП Сиверса морских u - и d -кварков также должна быть очень мала.

**Модель эволюции, которая совместна с результатами работы [4] (см. обсуждение рис. 16), также предсказывает, что $h_{1u} \neq h_{1d}$.

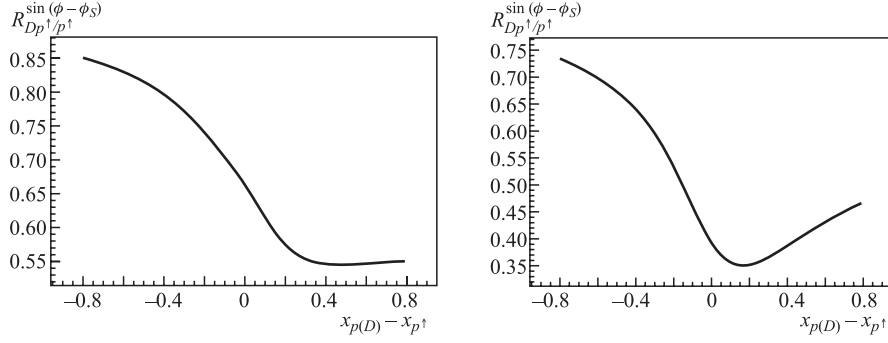


Рис. 19. Оценка отношения $R = A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S) \frac{q_T}{M}}|_{Dp^\uparrow} / A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S) \frac{q_T}{M}}|_{pp^\uparrow}$ для кинематики NICA с $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$ (слева) и $Q^2 = 15 \text{ ГэВ}^2$ (справа)

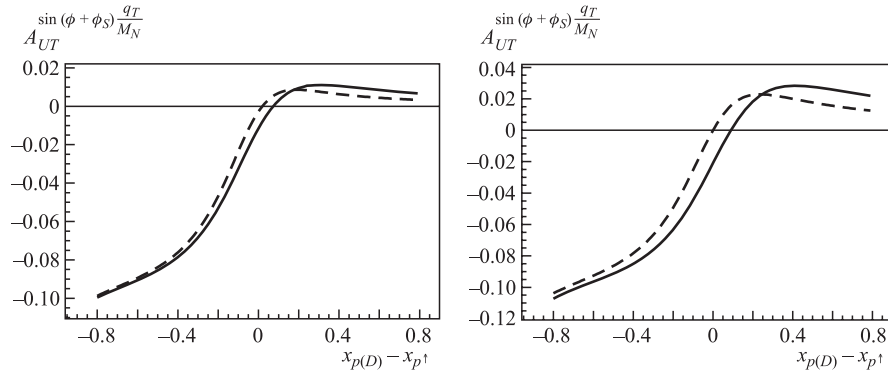


Рис. 20. Оценка асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S) \frac{q_T}{M}}$ для NICA в случаях pp^\uparrow - (штриховая линия) и Dp^\uparrow - (сплошная линия) столкновений при $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$ (слева) и $Q^2 = 15 \text{ ГэВ}^2$ (справа). Для h_{1q} используется модель эволюции с начальными условиями (4.27). Используются параметризации GRV94 [39] и GRSV95 [68] для $q(x)$ и $\Delta q(x)$ соответственно

янии *все* асимметрии могут принимать достаточно большие значения, сравнимые по величине со значениями соответствующих асимметрий в случае pp^\uparrow -столкновений (рис. 19, 20).

Для краткости мы представляем здесь соотношения между асимметриями для pp^\uparrow - и Dp^\uparrow -столкновений только для кинематики NICA, поскольку они практически не отличаются от соответствующих соотношений для кинематических условий RHIC, COMPASS и J-PARC.

На рис. 19 представлено отношение

$$R = \frac{A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}} \Big|_{Dp^\uparrow}}{A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}} \Big|_{pp^\uparrow}}.$$

Это соотношение (которое одинаково для всех трех используемых параметризаций (3.42)–(3.44)) меняется от 0,4 до 0,8. На рис. 20 асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ представлена в случаях Dp^\uparrow - и pp^\uparrow -столкновений, и мы видим, что соответствующие кривые практически сливаются.

Таким образом, можно сделать заключение, что в случае Dp^\uparrow -столкновений обе асимметрии, проинтегрированные с угловыми весами $\sin(\phi - \phi_S)$ и $\sin(\phi + \phi_S)$, предположительно измеримы в тех же самых x -областях, что и соответствующие асимметрии в случае pp^\uparrow -столкновений.

5. ОЦЕНКИ ИЗМЕРИМОСТИ АСИММЕТРИЙ С НОВЫМ ГЕНЕРАТОРОМ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДРЕЛЛ-ЯНОВСКИХ СОБЫТИЙ

Генератор поляризованных дрелл-яновских событий необходим, во-первых, для оценки измеримости асимметрий на предварительной (теоретической) стадии (без учета особенностей экспериментальной установки) — представлено в этом разделе; во-вторых, как основа для пакетов программ по моделированию детектора (например, кодов, основанных на GEANT [48]) как на этапе планирования экспериментальной установки, так и на стадии анализа экспериментальных данных. Вместе с тем до недавнего времени в свободном доступе не существовало какого бы то ни было генератора дрелл-яновских событий, за исключением единственного генератора RUTHIA [27]. Однако, к сожалению, RUTHIA разыгрывает только неполяризованные дрелл-яновские события и, кроме того, в эту генерацию не заложены корректные (соответствующие экспериментальным данным [17, 18]) q_T - и $\cos 2\phi$ зависимости дрелл-яновских сечений, что абсолютно необходимо для изучения эффекта Буря–Мулдерса.

Недавно появился первый генератор поляризованных дрелл-яновских событий [49, 50] с должным образом учтенными q_T - и угловыми зависимостями. Для того, чтобы исправить недостатки этого генератора, упростить внедрение новых возможностей в программу, а также эффективно контролировать все вычисления, нами был разработан [14] альтернативный генератор поляризованных дрелл-яновских событий. Используемая в нем схема генерации событий достаточно проста и во многом похожа на схему, заложенную в генератор GMC_TRANS [51], который успешно применялся коллаборацией

HERMES для моделирования эффекта Сиверса в процессах полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния [5]. Вкратце эта схема генерации поляризованных дрелл-яновских событий выглядит следующим образом. Во-первых, генератор осуществляет выбор аромата q аннигилирующей $q\bar{q}$ -пары и выбирает, содержит ли данный адрон (например, поляризованный) аннигилирующий кварк или, альтернативно, аннигилирующий антикварк данного (выбранного) аромата. Это делается в соответствии с полными неполяризованными дрелл-яновскими сечениями для каждого аромата и каждого альтернативного выбора (аннигиляция кварка или антикварка) для данного адрона в начальном состоянии. Затем переменные x_F и Q^2 разыгрываются в соответствии с частью сечения (2.12) неполяризованного процесса (2.1), не содержащей угловых зависимостей. На следующем шаге полярный угол θ разыгрывается в соответствии с $\sin\theta(1 + \cos^2\theta)$ распределением в этом сечении. Далее применяется модель Гаусса для $f_{1q}(x, k_T)$, и после этого поперечный импульс лептонной пары q_T разыгрывается в соответствии с экспоненциальным распределением $\exp(-q_T^2/2)/2\pi$. На следующем этапе угловые переменные ϕ и ϕ_S разыгрываются в соответствии с $\cos 2\phi$, $\sin(\phi - \phi_S)$ и $\sin(\phi + \phi_S)$ зависимостями сечения (2.13) одночастично-поляризованного процесса (2.2). При этом k_T зависимости распределений Бура–Мулдерса $h_{1q}^\perp(x, k_T)$ и Сиверса $f_{1T}^q(x, k_T)$ фиксируются с помощью модели Бура (2.15) и гауссова анзаца [2, 3] соответственно. Важно, что на этой стадии розыгрыша переменных ϕ и ϕ_S переменные x_F , Q^2 , θ и q_T уже разыграны*, что существенно увеличивает скорость розыгрыша углов ϕ и ϕ_S . Все переменные генерируются с использованием стандартного метода Неймана «принято-отклонено» («accepted-rejected») (см., например, [27]).

Подчеркнем еще раз, что генератор, разработанный в работах [16, 49], — это первый генератор поляризованных дрелл-яновских событий, и во многих отношениях он помог нам в написании нового генератора, преимущества которого мы сейчас коротко опишем.

Как уже отмечалось, одним из главных требований, предъявляемых к любому генератору поляризованных дрелл-яновских событий, является корректный учет нетривиальной q_T -зависимости дрелл-яновских сечений. Это особенно важно для q_T взвешенных объектов, с которыми мы имеем дело. В генераторе [49, 50] были использованы приближения для вычислений конволюций в h_{1q}^\perp -содержащих частях сечений (2.12), (2.13) точно так же, как это было сделано в работе [15] (см. обсуждение, относящееся к формулам (47) и (53) в [15]). Однако прямые вычисления показывают, что применение этих приближений в генераторе приводит к существенному искажению

*Конечно, мы можем разыгрывать все переменные одновременно, как это делается, например, в [16, 49]. Однако такая схема существенно уменьшает скорость генерации событий.

величин q_T взвешенных объектов, таких как асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$: значения асимметрии, полученные из моделированных данных, существенно отличаются от соответствующих значений, вычисленных непосредственно из заложенных в генератор параметризаций/моделей для f_{1q} , $h_{1q}^{\perp(1)}$ и h_{1q} . Вот почему мы избегаем приближений такого типа. Вместо этого мы вычисляем конволюции численно, для большого дискретного набора значений q_T , а затем проводим стандартную процедуру интерполяции «сплайн» («spline»), чтобы восстановить вычисленную конволюцию как непрерывную функцию q_T . В результате (см., например, рис. 22) значения $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, восстановленные из моделированных данных, находятся в хорошем согласии с соответствующими значениями, вычисленными непосредственно из используемых в генераторе параметризаций/моделей для функций распределения. Другим важным преимуществом нового генератора является то, что его можно гораздо легче совместить с генератором РУТНІА (куда включены практически все возможные процессы), что необходимо для анализа фоновых процессов, которые могут давать ложные сигналы для дрелл-яновских событий. Дело в том, что в противоположность генератору [49, 50] в новом генераторе, точно так же, как и в РУТНІА, дрелл-яновские события генерируются для каждого аромата по отдельности. Отметим и существенные технические преимущества нового генератора: благодаря удачной схеме генерации событий скорость генерации оказывается гораздо выше, чем для генератора [49, 50], где все кинематические переменные разыгрываются одновременно; поиск максимумов сечений для алгоритма фон Неймана проводится автоматически, так же как и вычисление полных сечений в конце каждого цикла генерации.

Имея в распоряжении эффективный генератор поляризованных дрелл-яновских событий, мы можем теперь оценить измеримость асимметрий, вычисленных до этого. Конечно, эти оценки нужно рассматривать как предварительные, выполненные на первом, теоретическом уровне. Чтобы провести исчерпывающие оценки измеримости, необходимо учесть все особенности конкретной экспериментальной установки.

Представим сначала оценки для дрелл-яновских процессов с протонами и дейтронами в начальном состоянии. Было подготовлено два набора моделированных данных для статистики 100 тыс. и 50 тыс. чистых дрелл-яновских событий для каждой из двух областей по Q^2 : $2 < Q^2 < 8,5 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 > 11 \text{ ГэВ}^2$. Обрезание $2 < Q^2 < 8,5 \text{ ГэВ}^2$ применяется, чтобы исключить ложную идентификацию лептонной пары из-за многочисленных фоновых процессов (комбинаторный фон из распадов Далитца и конверсии γ, \dots , см., например, разд. F.4.2 в [52]) ниже $Q^2 = 2 \text{ ГэВ}^2$ и чтобы исключить лептонные пары, приходящие из области J/Ψ -резонанса. Обрезание $Q^2 > 11 \text{ ГэВ}^2$ также применяется, чтобы обойти область J/ψ -резонанса. Как и раньше, мы не представляем здесь оценок измеримости асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}} \Big|_{pp\uparrow}$ для

кинematики RHIC, поскольку они уже были проведены в работе [3]. Таким образом, для этой асимметрии мы снова (см. п. 4.1) представляем результаты только для значения $\sqrt{s} = 20$ ГэВ, характерного для NICA, имея в виду, что результаты вычисления $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}|_{pp\uparrow}$ для COMPASS и J-PARC (в сравнении с RHIC очень близкими по \sqrt{s} к NICA) очень близки (см. п. 4.1) к соответствующим результатам для NICA. Результаты представлены на рис. 21. Для моделирования с новым генератором мы использовали последнюю параметризацию, фит III (сплошная линия на рис. 21), из набора параметризаций (3.42)–(3.44).

Из рис. 21 мы видим, что даже при сравнительно низкой статистике 50 тыс. чистых дрелл-яновских событий (нижняя часть рис. 21) имеются три предположительно измеримые точки для $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ в кинематической

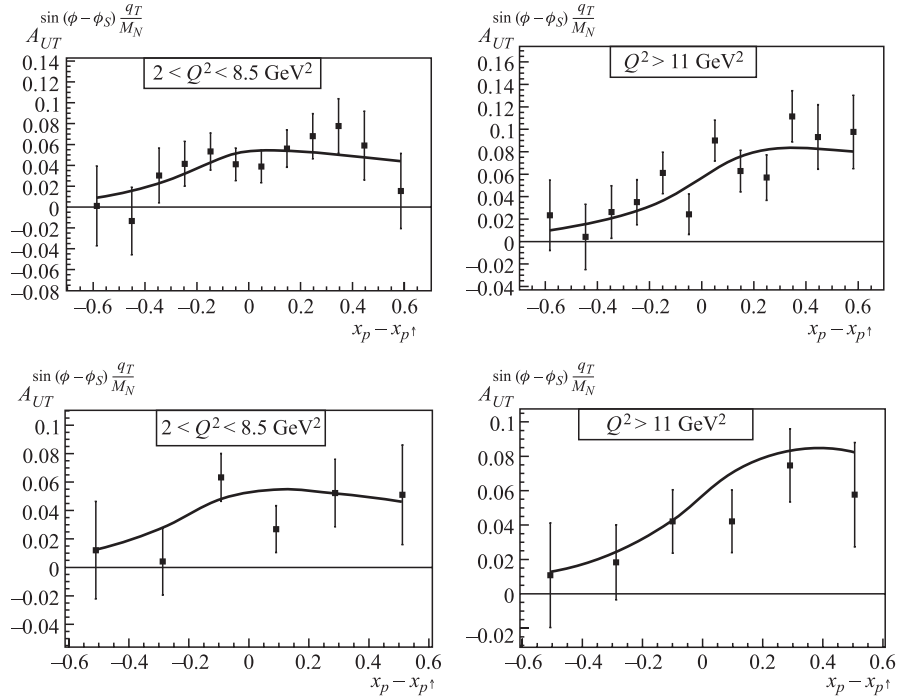


Рис. 21. Результаты моделирования асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}|_{pp\uparrow}$ для NICA, $s = 400$ ГэВ². Для функции Сиверса используется фит из работы [3]. Точки с ошибками получены из моделирования с генератором поляризованных дрелл-яновских событий при статистике 100 тыс. (вверху) и 50 тыс. (внизу) чистых событий. $\langle Q^2 \rangle \simeq 3,5$ ГэВ² и $\langle Q^2 \rangle = 15$ ГэВ² для левых и правых рисунков соответственно

области $x_p - x_{p\uparrow} > 0$, где эта асимметрия принимает значения 4–6%. Более того, мы видим, что при статистике 100 тыс. можно уже надеяться на восстановление функциональной формы асимметрии (см. верхнюю часть рис. 21) в кинематической области $x_p > x_{p\uparrow}$. Поскольку кинематическая область $x_p > x_{p\uparrow}$ соответствует $x_F > 0$ для опции с поляризованной мишенью и неполяризованным пучком, доступной COMPASS и J-PARC, можно сделать вывод, что все четыре экспериментальных комплекса — RHIC, NICA, COMPASS и J-PARC — могут обеспечить доступ к функции Сиверса (см. п. 4.1). В то же время в области $x_p < x_{p\uparrow}$, доступной RHIC, NICA и (предположительно) J-PARC, асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$ оказывается меньше (менее 4%), но все еще видна в пределах ошибок (даже при статистике 50 тыс. событий мы видим по крайней мере одну измеримую точку).

Рассмотрим теперь измеримость эффекта Сиверса в случае дейтрона в начальном состоянии. Глядя на рис. 19 и 21, можно заключить, что единственная асимметрия такого рода $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}|_{Dp\uparrow}$, которая может принимать достаточно большие значения (см. п. 4.1), вряд ли измерима при статистике 50 тыс. чистых дрелл-яновских событий. В то же время при статистике 100 тыс. эта асимметрия становится предположительно измеримой.

Оценим измеримость асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$, дающей доступ к поперечности и распределению Буря–Мулдерса. Мы опять (см. п. 4.1) представляем оценки для $pp\uparrow$ -столкновений и для двух существенно различающихся значений \sqrt{s} , соответствующих кинематическим условиям RHIC и NICA. Эти результаты представлены на рис. 22 и 23. Для значений \sqrt{s} , соответствующих кинематическим условиям COMPASS и J-PARC, наши вычисления снова дают почти те же рисунки, что и для кинематики NICA, так что нет никакой необходимости приводить их здесь. Для моделирования с новым генератором мы опять используем (см. п. 4.1) модель Буря (2.15) для h_1^\perp и модель эволюции с начальными условиями (4.27).

Из рис. 22 и 23 можно видеть, что в области $x_p < x_{p\uparrow}$, даже при сравнительно небольшой статистике 50 тыс. чистых дрелл-яновских событий (нижняя часть рис. 22), можно надеяться увидеть в пределах ошибок по крайней мере три точки для асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}$. В то же время при статистике 100 тыс. событий мы, по-видимому, сможем еще и восстановить функциональную форму этой асимметрии (см. верхнюю часть рис. 22) в области $x_p < x_{p\uparrow}$. К сожалению, кинематическая область $x_p < x_{p\uparrow}$ едва ли достижима для COMPASS из-за геометрии спектрометра «вперед» и неполяризованного протонного пучка, доступных в этом действующем эксперименте. В случае другого эксперимента с фиксированной мишенью, планируемого на ускорительном комплексе J-PARC, эта область могла бы быть достижима при наличии поляризованного протонного пучка (в настоящее время эта опция

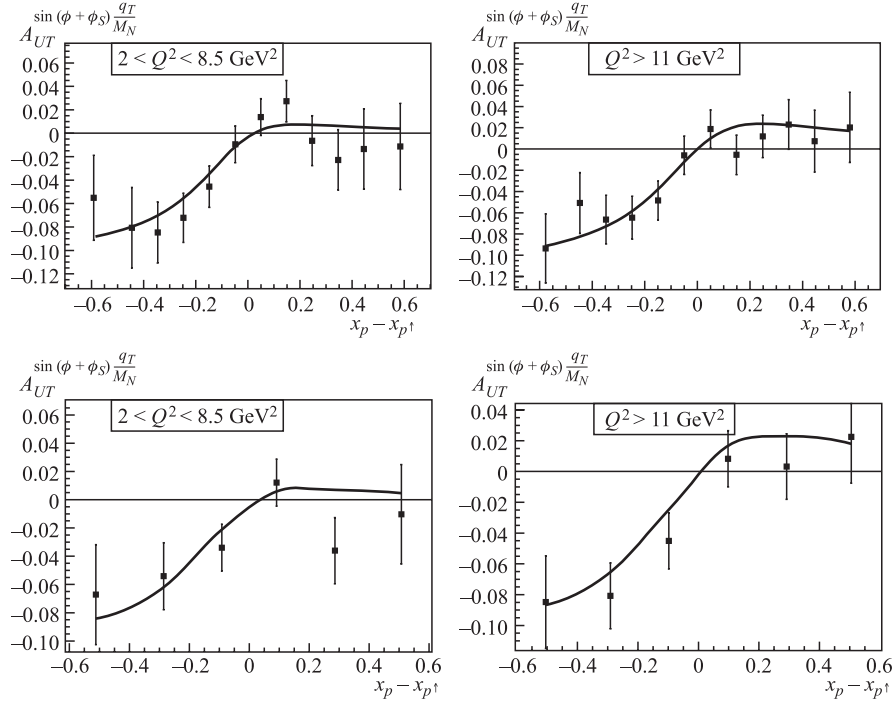


Рис. 22. Результаты моделирования асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)} \frac{q_T}{M_N} \Big|_{pp^\dagger}$ для NICA, $s = 400 \text{ ГэВ}^2$. Для h_{1q} используется модель эволюции с начальными условиями (4.27). Используются параметризации GRV94 [39] и GRSV95 [68] для $q(x)$ и $\Delta q(x)$ соответственно. Точки с ошибками получены из моделирования с генератором поляризованных дрелл-яновских событий при статистике 100 тыс. (вверху) и 50 тыс. (внизу) чистых событий. $\langle Q^2 \rangle \simeq 3,5 \text{ ГэВ}^2$ и $\langle Q^2 \rangle = 15 \text{ ГэВ}^2$ для левых и правых рисунков соответственно

планируется на J-PARC [34]). Очень важно, что в симметричной коллайдерной моде (RHIC, NICA) нет никаких проблем с достижением области $x_p < x_{p^\dagger}$.

Заметим, что благодаря близости значений $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)} \frac{q_T}{M}$ в случаях pp^\dagger - и Dp^\dagger -столкновений (см. рис. 20) все выводы, касающиеся измеримости этой асимметрии в первом случае, автоматически переносятся и на второй случай.

Заканчивая обсуждение рис. 21–23, уместно сделать важное замечание. Из этих рисунков видно, что если даже доступная в эксперименте статистика дрелл-яновских событий окажется сравнительно низкой (менее 50 тыс. событий), то, по-видимому, будет едва ли возможно восстановить функциональные формы первых моментов распределений Сиверса и Бура–Мулдерса. Однако

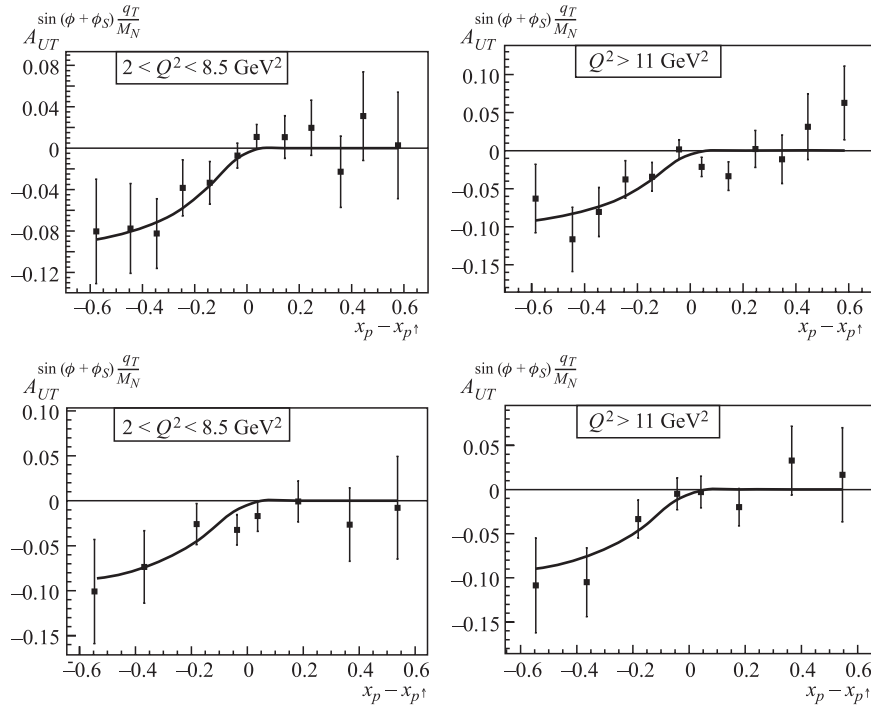


Рис. 23. Результаты моделирования асимметрии $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M_N}}|_{pp^\dagger}$ для RHIC, $s = 200^2$ ГэВ². Для h_{1q} используется модель эволюции с начальными условиями (4.27). Используются параметризации GRV94 [39] и GRSV95 [68] для $q(x)$ и $\Delta q(x)$ соответственно. Точки с ошибками получены из моделирования с генератором поляризованных дрелл-яновских событий при статистике 100 тыс. (вверху) и 50 тыс. (внизу) чистых событий. $\langle Q^2 \rangle \simeq 3,9$ ГэВ² и $\langle Q^2 \rangle = 22$ ГэВ² для левых и правых рисунков соответственно

даже при такой неблагоприятной ситуации можно надеяться, что удастся, по крайней мере, проверить фундаментальное предсказание КХД (1.1), (1.2) для этих распределений.

В заключение раздела оценим измеримость асимметрий $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}|_{pp^\dagger}$ и $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)\frac{q_T}{M}}|_{pp^\dagger}$ для дрелл-яновских процессов $\pi^- p^\dagger \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, доступных COMPASS. Недавно были выбраны оптимальные кинематические условия для программы COMPASS по этим процессам [35]. Это энергия пионного пучка 160 ГэВ и диапазон $4 < Q < 9$ ГэВ для инвариантной массы дилептонной пары. Результаты теоретических вычислений асимметрий $A_{UT}^{\sin(\phi\pm\phi_S)\frac{q_T}{M}}|_{\pi^- p^\dagger}$ и их моделирования с новым генератором для приведенных кинематических условий представлены на рис. 24. Из-за ограничения (4.24) для доступного

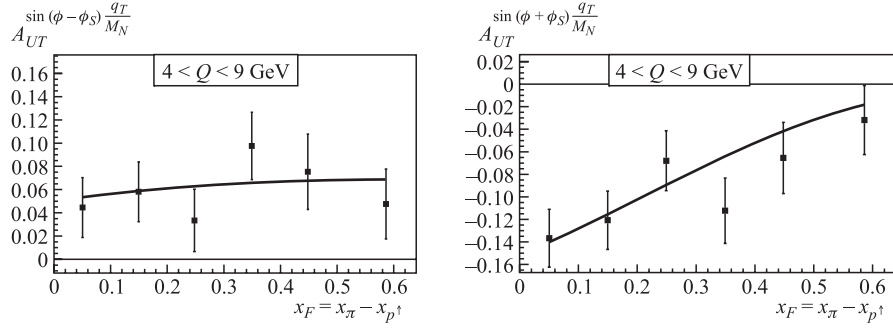


Рис. 24. Оценки измеримости асимметрий $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S) \frac{q_T}{M_N}}|_{pp^\uparrow}$ (слева) и $A_{UT}^{\sin(\phi + \phi_S) \frac{q_T}{M_N}}|_{pp^\uparrow}$ (справа) для COMPASS, $s = 300 \text{ ГэВ}^2$. Для теоретических оценок асимметрий (сплошные кривые) используется фит из работы [3] для функции Сиверса, модель эволюции с начальными условиями (4.27) для h_{1q} , модель Бура (2.15) для $h_{1q}^{\perp(1)}$, параметризация [64] для $f_{1q}|_{\pi^-}$, параметризация GRV94 [39] для $f_{1q}|_p$, параметризация GRSV95 [68] для $\Delta q|_p$. Точки с ошибками получены из моделирования с генератором поляризованных дрелл-яновских событий при статистике 50 тыс. чистых событий для обоих графиков. $\langle Q^2 \rangle \simeq 25 \text{ ГэВ}^2$ для обоих графиков

COMPASS спектрометра с геометрией «вперед» мы представляем результаты вычислений только в области $x_\pi > x_{p^\uparrow}$. Глядя на рис. 24, мы видим, что даже при сравнительно низкой статистике 50 тыс. событий имеются сразу шесть предположительно измеримых точек для каждой из асимметрий, что дает надежду восстановить функциональные формы обеих асимметрий даже при не очень благоприятных условиях набора данных. Таким образом, можно сделать заключение, что для COMPASS намного предпочтительнее изучать дрелл-яновские процессы в пион-протонных столкновениях. В то же время, как обсуждалось выше, процессы $p(D)p^\uparrow(D^\uparrow) \rightarrow l^+l^-X$ могут наиболее эффективно изучаться в коллайдерной моде на ускорительных комплексах RHIC и NICA.

6. ДУАЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССОВ ДРЕЛЛА–ЯНА И J/ψ -РОЖДЕНИЯ

В настоящее время мы видим все возрастающий интерес [53–55] к тесной аналогии (дуальности) между механизмами процессов Дрелла–Яна $H_1 H_2 \rightarrow \gamma^* X \rightarrow l^+ l^- X$ и рождения J/ψ -резонанса с дилептонной модой распада $J/\psi H_1 H_2 \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+ l^- X$ (см. детали в монографии [56]). Предполагается, что такая аналогия/дуальность имеет место при сравнительно низких энергиях, когда механизм рождения J/ψ , благодаря кварк-антикварковому ($\bar{q}q$) слиянию, существенно доминирует над механизмом глюон-глюонного (gg)

слияния. Тогда, поскольку J/ψ — это векторная частица, подобно γ -кванту спиральная структура взаимодействий $\bar{q}q(J/\psi)$ и $(\bar{q}q)\gamma^*$ одна и та же, мы можем получить сечение рождения J/ψ из сечения дрелл-яновского процесса, применяя простую замену

$$16\pi^2\alpha^2 e_q^2 \rightarrow (g_q^{J/\psi})^2 (g_\ell^{J/\psi})^2, \quad \frac{1}{M^4} \rightarrow \frac{1}{(M^2 - M_{J/\psi}^2)^2 + M_{J/\psi}^2 \Gamma_{J/\psi}^2}, \quad (6.1)$$

где $M^2 \equiv Q^2$ — это квадрат инвариантной массы лептонной пары, $M_{J/\psi}^2 \simeq 9,59 \text{ ГэВ}^2$ — квадрат массы J/ψ и $\Gamma_{J/\psi}$ — полная ширина распада J/ψ . Предполагается, что модель (6.1) применима как в неполяризованном [54], так и в поляризованном [53] случаях. Последнее обосновывается идентичностью спиральной и векторной структуры элементарных каналов для γ^* -кванта и J/ψ (одинаковость всех γ_μ -взаимодействий). В частности, модель, заданная (6.1), была применена в работе [53] к случаю поперечной поляризации обоих адронов в начальном состоянии.

Здесь необходимо отметить, что, хотя очень похоже, что для J/ψ -рождения характерно чисто векторное γ_μ -взаимодействие (взаимодействие Дирака), это все-таки гипотеза. В принципе, здесь возможны еще и эффекты, вызванные $\sigma_{\mu\nu}$ -взаимодействием (взаимодействием Паули). Позже будет показано, что для большого числа процессов с различными *неполяризованными* адронами в начальном состоянии модель (6.1), основанная на чисто векторном взаимодействии, действительно хорошо работает при низких энергиях. Это можно рассматривать как сильный аргумент в пользу механизма чисто векторного взаимодействия. В то же время в *поляризованном* случае до сих пор отсутствуют экспериментальные данные, необходимые для проверки гипотезы чисто векторного взаимодействия. Таким образом, для всесторонней проверки модели «дуальности» (6.1) критически важно получить экспериментальные данные по процессам Дрелла–Яна и рождения J/ψ в столкновениях поляризованных адронов. Это сильная дополнительная мотивация для проведения такого рода экспериментов, которые в настоящее время планируются на экспериментальных комплексах GSI, COMPASS, RHIC, NICA, J-PARC.

Главное достоинство модели (6.1) в том, что в области доминантности u -кварка (большие значения бьёркеновского x) все константы взаимодействия в точности сокращаются в отношениях сечений (таких как асимметрии), так что в результате они становятся абсолютно одинаковыми для процессов Дрелла–Яна и рождения J/ψ (см. (23) в работе [53] и (10) в работе [54]). Таким образом, в этой кинематической области для извлечения ФРП u -аромата не имеет значения, какой из двух процессов ответственен за появление регистрируемой лептонной пары вблизи порога рождения J/ψ . Конечно, такая возможность использовать рождение J/ψ для извлечения партонных функций

распределения является очень привлекательной, поскольку интенсивность рождения лептонных пар в области J/ψ -резонанса на два порядка больше, чем в области выше массы J/ψ . В частности, модель «дуальности» (6.1) позволяет существенно уменьшить статистические ошибки для поперечности h_{1u} и первого момента распределения Буря–Мулдерса $h_{1u}^{\perp(1)}$ благодаря возможности не различать при анализе данные по процессам Дрелла–Яна и рождения J/ψ , полученные в области J/ψ -резонанса. Действительно, в области больших x (область доминантности u -кварка), в соответствии с (6.1), формулы, задающие \hat{k} , для обоих неполяризованных процессов (2.1) и

$$H_1 H_2 \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+ l^- X, \quad (6.2)$$

а также \hat{A}_h , для обоих одночастично-поляризованных процессов (2.2) и

$$H_1 H_2^\uparrow \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+ l^- X \quad (6.3)$$

выглядят совершенно одинаково (ср. с (2.21) и (2.28)):

$$\hat{k} = 8 \frac{h_{1\bar{u}}^{\perp(1)}(x_1)|_{H_1} h_{1u}^{\perp(1)}(x_2)|_{H_2} + (u \leftrightarrow \bar{u})}{f_{1\bar{u}}(x_1)|_{H_1} f_{1u}(x_2)|_{H_2} + (u \leftrightarrow \bar{u})}, \quad (6.4)$$

$$\hat{A}_h = -\frac{1}{2} \frac{h_{1\bar{u}}^{\perp(1)}(x_1)|_{H_1} h_{1u}(x_2)|_{H_2^\uparrow} + (u \leftrightarrow \bar{u})}{f_{1\bar{u}}(x_1)|_{H_1} f_{1u}(x_2)|_{H_2^\uparrow} + (u \leftrightarrow \bar{u})}, \quad (6.5)$$

что обеспечивает нам доступ к h_{1u} и $h_{1u}^{\perp(1)}$, в результате единого анализа данных (анализа угловых и импульсных распределений лептонной пары) по обоим процессам.

Конечно, модель дуальности (6.1) применима только в тех кинематических областях, где среди элементарных процессов, дающих вклад в рождение J/ψ , процесс кварк-антикваркового слияния доминирует над глюон-глюонным слиянием. Из качественных соображений ясно, что глюонные вклады могут быть подавлены при низких энергиях: при фиксированном значении Q^2 (9,6 ГэВ² для процессов (6.2), (6.3)) x возрастает при уменьшении $s \equiv (p_{H_1} + p_{H_2})^2$, в то время как отношение $g(x)/q(x)$ резко убывает при увеличении x . Тем не менее, конечно же, необходим количественный анализ для того, чтобы определить область, где можно безопасно пренебречь глюонными вкладами. Такого рода анализ был проведен в работе [55]. Для этой цели, помимо модели (6.1), рассматривается наиболее популярная и хорошо обоснованная модель J/ψ , которая включает оба элементарных процесса, кварк-антикваркового и глюон-глюонного слияния, и которая считается хорошо работающей при любых энергиях сталкивающихся адронов (см. работу [57] и ссылки в ней). Затем предсказания обеих моделей сравниваются с соответствующими экспериментальными данными из работ [58, 59].

Для того чтобы сократить неизвестные константы взаимодействия J/ψ , мы используем не абсолютные сечения, а отношения* сечений процессов (6.2) с различными адронами/ядрами в начальном состоянии. А именно, мы рассмотрим отношения проинтегрированных по углам и x_F (интегрирование по x_F проводится по передней полусфере $x_F > 0$) сечений процессов рождения J/ψ вида $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi^\pm p}$, $\sigma_{pA}/\sigma_{\pi^\pm A}$ и $\sigma_{pp}/\sigma_{\bar{p}p}$, где символ A обозначает различные ядра мишени (здесь это W, C, Ca, Cu, Pt). Дело в том, что адроны π^\pm и \bar{p} , в противоположность протону и другим ядрам, содержат антикварк в валентном состоянии. Вот почему очень полезно исследовать отношения, подобные $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi^\pm p}$ и $\sigma_{pp}/\sigma_{\bar{p}p}$, которые должны демонстрировать очень специфическое поведение: с одной стороны, они должны резко убывать при убывании s (большие значения x , область доминантности валентного кварка/антикварка), а с другой стороны, они должны расти вплоть до единицы при увеличении s (малые значения x , область доминантности морских кварков и глюонов). Наибольшее количество экспериментальных данных по рождению J/ψ , дающих доступ к такого рода отношениям, — это данные в передней полусфере по x_F для пионных, антипротонных и протонных пучков, сталкивающихся с протонными или ядерными мишенями [58, 59].

Простая модель дуальности (6.1) в применении к отношению сечений $[\sigma_{H_1 H_2}/\sigma_{H'_1 H_2}]_{x_F > 0}$ дает

$$\left[\frac{\sigma_{H_1 H_2}}{\sigma_{H'_1 H_2}} \right]_{x_F > 0} = \frac{\int_0^{1-m_{J/\psi}^2/s} dx_F [s(x_1 + x_2)]^{-1} F_{q\bar{q}}^{H_1 H_2}}{\int_0^{1-m_{J/\psi}^2/s} dx_F [s(x_1 + x_2)]^{-1} F_{q\bar{q}}^{H'_1 H_2}}, \quad (6.6)$$

где кварк-антикварковый поток $F_{q\bar{q}}^{H_1 H_2}$ имеет вид

$$F_{q\bar{q}}^{H_1 H_2} = \sum_{q=u,d,s} [q^{H_1}(x_1)\bar{q}^{H_2}(x_2) + \bar{q}^{H_1}(x_1)q^{H_2}(x_2)], \quad (6.7)$$

в то время как бьёркеновские переменные $x_{1,2}$ выражаются через фейнмановскую переменную $x_F = x_1 - x_2$ как

$$x_{1,2} = [\pm x_F + \sqrt{x_F^2 + 4m_{J/\psi}^2/s}]/2.$$

Заметим, что при получении (6.6), (6.7) мы положили отношения $g_d^{J/\psi}/g_u^{J/\psi}$ и $g_s^{J/\psi}/g_u^{J/\psi}$ равными единице, в соответствии с существующими экспериментальными данными работы [60]. Действительно, данные [60], полученные

*Напомним, что нашей главной целью является изучение именно отношений — асимметрий, которые предоставляют доступ к различным партонным функциям распределения.

на абсолютно симметричной (так что сечение на один нуклон имеет вид $\sigma_{\pi^{\pm C}} = [\sigma_{\pi^{\pm p}} + \sigma_{\pi^{\pm n}}]/2$) углеродной мишени, ясно показывают, что отношение $\sigma_{\pi^+C}/\sigma_{\pi^-C}$ близко к единице в области J/ψ -резонанса и падает вплоть до $1/4$ при большей массе лептонной пары (см. рис. 2 в работе [60] и обсуждение этого рисунка). Это очень хороший аргумент в пользу того, что в противоположность механизму аннигиляции $q\bar{q}$ -пары для процесса Дрелла–Яна (где d -кварк подавлен зарядовым фактором $e_d^2/e_u^2 = 1/4$) для процесса J/ψ -рождения u - и d -кварки должны входить в сечения симметрично, с одним и тем же зарядовым фактором:

$$g_d^{J/\psi}/g_u^{J/\psi} \simeq 1.$$

Мы также используем аналогичное соотношение

$$g_s^{J/\psi}/g_u^{J/\psi} \simeq 1,$$

имея при этом в виду, что квадратичные вклады морских странных кварков в сечения достаточно незначительны.

Принципиальное отличие модели «испарение глюона» («gluon evaporation») от модели (6.1) заключается в том, что первая, помимо вклада $q\bar{q}$ -слияния $F_{q\bar{q}}^{H_1 H_2}$, определяемого (6.7), содержит также вклад

$$F_{gg}^{H_1 H_2} = g^{H_1}(x_1)g^{H_2}(x_2),$$

соответствующий глюон-глюонному слиянию. При применении к соотношениям $[\sigma_{H_1 H_2}/\sigma_{H_1' H_2'}]_{x_F > 0}$ модель «испарение глюона» дает

$$\frac{\sigma_{H_1 H_2}|_{x_F > 0}}{\sigma_{H_1' H_2'}|_{x_F > 0}} = \frac{(\sigma_{q\bar{q}} + \sigma_{gg})_{H_1 H_2}|_{x_F > 0}}{(\sigma_{q\bar{q}} + \sigma_{gg})_{H_1' H_2'}|_{x_F > 0}}, \quad (6.8)$$

$$\sigma_{q\bar{q}(gg)}^{H_1 H_2}|_{x_F > 0} = \int_{4m_c^2}^{4m_D^2} dQ^2 \int_0^{1-\frac{Q^2}{s}} dx_F \sigma^{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(gg \rightarrow c\bar{c})}(Q^2) \frac{x_1 x_2}{Q^2(x_1 + x_2)} F_{q\bar{q}(gg)}^{H_1 H_2}, \quad (6.9)$$

где $2m_c = 3,0$ ГэВ и $2m_D = 3,74$ ГэВ — соответственно пороги рождения $c\bar{c}$ и открытого очарования, в то время как элементарные сечения $\sigma^{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}}$ и $\sigma^{gg \rightarrow c\bar{c}}$ пропорциональны $\alpha_s(Q^2)$ и их можно найти, например, в работе [57] (см. (3) и (4) в этой работе).

Для сравнения мы рассмотрим также модель «испарение глюона» с выключенным глюонным вкладом $F_{gg}^{H_1 H_2}$. Очевидно, что она отличается от модели дуальности только дополнительным интегрированием по Q^2 с весом $\sigma^{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}}(Q^2)$.

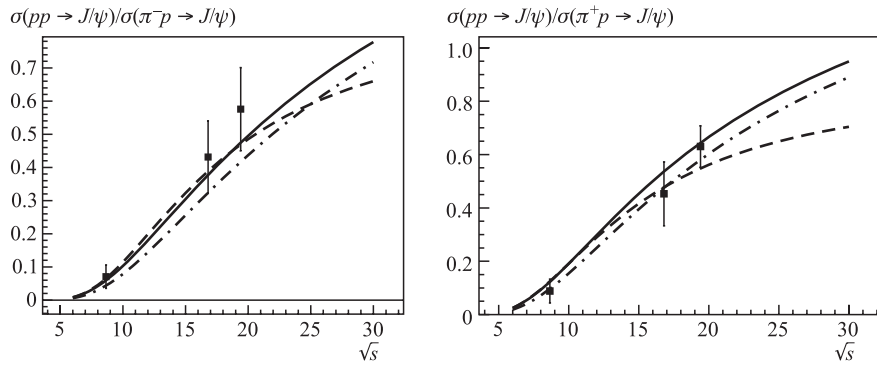


Рис. 25. Отношения сечений $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi^\mp p}$ рождения J/ψ , вычисленные для двух моделей, в сравнении с экспериментальными данными. Сплошная линия соответствует модели дуальности (6.6), (6.7), штриховая — модели «испарение глюона» (6.8), (6.9), штрихпунктирная — модели «испарение глюона» без учета глюонного вклада. Для вычислений использовалась параметризация GRV94 [39] для протонных партонных распределений и GRV [64] для пионных. Экспериментальные данные (точки с ошибками) взяты из работы [57] (табл. 2 и 3)

Рассмотрим сначала отношения $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi^\pm p}$. Результаты применения моделей дуальности и «испарение глюона» в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 25.

Прежде всего, из этого рисунка можно сделать вывод, что в низкоэнергетической области вблизи первой экспериментальной точки при $\sqrt{s} \simeq 8,7$ ГэВ кривые, соответствующие модели дуальности и модели «испарение глюона», с включением и без включения глюонного вклада, практически сливаются и одинаково хорошо описывают экспериментальные данные. Это не удивительно и находится в согласии с качественными соображениями: как уже обсуждалось выше, глюонные вклады должны быть подавлены в низкоэнергетической области. В то же время результаты в высокоэнергетической области вызывают некоторое удивление: даже при очень высоких энергиях (150 и 200 ГэВ) глюонные вклады представляются несущественными в отношениях $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi^\pm p}$, и кривые с включением и без включения глюонных вкладов $F_{gg}^{H_1 H_2}$ одинаково хорошо описывают существующие экспериментальные данные. Таким образом, в случае 150–200-ГэВ пионного пучка и протонной мишени необходимо существенно улучшить качество данных по процессам рождения J/ψ , чтобы стало возможным почувствовать различие между моделями с глюонными вкладами и без и оценить роль глюон-глюонного слияния. Как уже отмечалось, эксперименты по изучению процессов (2.1), (6.2) и (2.2), (6.3) с пионным пучком и протонной мишенью планируются коллаборацией COMPASS [61]. В свою очередь, близкие по кинематике эксперименты по

процессам (2.1), (6.2) и (2.2), (6.3) с протон-протонными столкновениями планируются на ускорительном комплексе НИСА.

Абсолютно аналогичная ситуация — незначительность глюонных вкладов даже при высоких энергиях — имеет место и для отношений $\sigma_{pA}/\sigma_{\pi^{\pm}A}$ с различными ядрами мишени (рис. 26). На рис. 26 собраны данные с примерно одинаковым отношением $Z/A \simeq 0,4$. Кривые, соответствующие модельным вычислениям, получены с $Z/A = 0,4$ и в пренебрежении* ядерными эффектами, так что сечение на один нуклон имеет вид

$$\sigma_{hA}|_{h=\pi^{\pm},p} = \frac{Z}{A}\sigma_{hp} + \left(1 - \frac{Z}{A}\right)\sigma_{hn}.$$

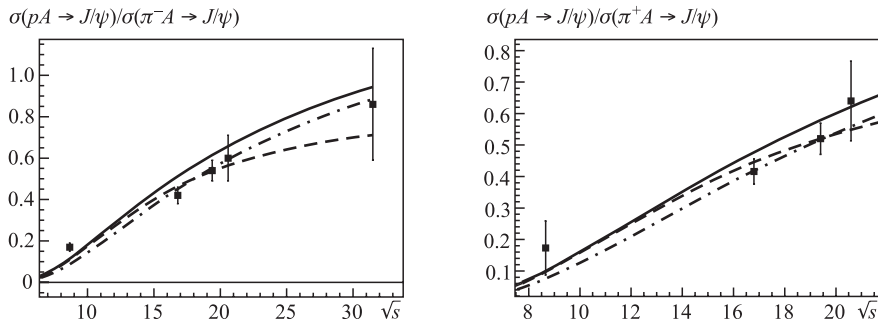
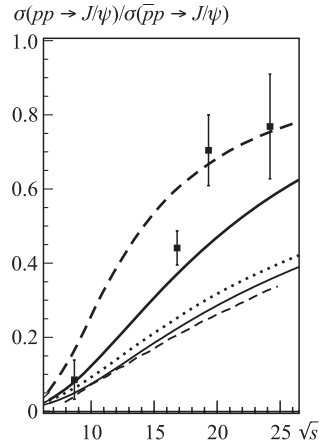


Рис. 26. Отношения сечений $\sigma_{pA}/\sigma_{\pi^{\mp}A}$ рождения J/ψ для различных ядерных мишеней ($Z/A \simeq 0,4$), вычисленные для двух моделей, в сравнении с экспериментальными данными. Сплошная линия соответствует модели дуальности (6.6), (6.7), штриховая — модели «испарение глюона» (6.8), (6.9), штрихпунктирная — модели «испарение глюона» без учета глюонного вклада. Для вычислений использовалась параметризация GRV94 [39] для протонных партонных распределений и GRV [64] для пионных. Точки с ошибками соответствуют экспериментальным данным. Первая точка — W, $Z/A = 0,40$ [65]; вторая и третья точка — Pt, $Z/A = 0,40$ [66]; четвертая точка — C, $Z/A = 0,5$ [59]; пятая точка — Be, $Z/A = 0,44$ [67]

Рассмотрим теперь отношения $\sigma_{pp}/\sigma_{\bar{p}p}$ с антипротонным пучком вместо пионного. Результаты представлены на рис. 27. В то время как в низкоэнергетической области мы опять-таки видим хорошее согласие между моделями с глюонным вкладом и без него, а также согласие моделей с данными (как это и должно быть из качественного рассмотрения), ситуация в высокоэнергетической области оказывается абсолютно иной. Прежде всего можно

*Обычно ядерные эффекты аккумулируются в множителе A^α [57]. Однако для сечений, проинтегрированных по x_F , эти факторы почти не отличаются от единицы (см. [57] и ссылки в этой работе).

Рис. 27. Отношения сечений $\sigma_{pp}/\sigma_{\bar{p}p}$ рождения J/ψ для протонной мишени, вычисленные для двух разных моделей, в сравнении с экспериментальными данными. Экспериментальные данные взяты из работы [62], где были собраны данные коллабораций NA3, WA39 и UA6 (см. рис. 6 в [62]). Жирные сплошная и штриховая линии соответствуют вычислению по модели «испарение глюона» (с параметризациями GRV98 [32] и Дьюка–Оуэнса [63] соответственно). Тонкие сплошная и штриховая линии соответствуют вычислениям по модели «испарение глюона» без учета глюонных вкладов (с параметризациями GRV98 [32] и Дьюка–Оуэнса [63] соответственно), пунктирная линия — вычислению по модели дуальности с параметризацией GRV98 [32]



сделать вывод, что глюонный вклад становится очень значительным в этой кинематической области. Второе, и очень неожиданное заключение — это то, что широко используемая модель «испарение глюона» работает в этом случае довольно плохо — соответствующая кривая лежит существенно ниже экспериментальных точек (жирные кривые на рис. 27). Заметим, что этот результат находится в сильном противоречии с утверждением, сделанным в работе [62], где использовались те же самые экспериментальные точки. Действительно, вычисления в рамках модели «испарение глюона», представленные в [62] (жирная штриховая кривая на рис. 27), находятся в хорошем согласии с экспериментальными точками, что было прокомментировано как сильный аргумент в пользу этой модели (см. рис. 6 в работе [62] и сопутствующее обсуждение). Причиной этого расхождения является глюонный* сектор модели, так как главное отличие параметризации [63], использованной в [62], от современных параметризаций**, используемых в наших вычислениях, — это как раз значения глюонных распределений. Конечно же, мы должны доверять именно вычислениям, использующим современные параметризации, поскольку функция глюонного распределения $G(x)$ в них фиксируется намного лучше благодаря огромному количеству новых данных, появившихся уже по-

*Это ясно видно из рис. 27. Действительно, кривые, соответствующие модели «испарение глюона» без глюонного вклада, практически сливаются для обеих, старой и новой, параметризаций (тонкие штриховая и сплошная линии на рис. 27).

**Мы представили здесь результат (жирная сплошная кривая на рис. 27), полученный с использованием популярной и широко используемой параметризации GRV98 [32]. Однако наши вычисления с другими современными параметризациями дают ту же самую картину (результаты отличаются от соответствующих результатов с параметризацией GRV98 очень незначительно).

сле выхода работы [63]. Полученные результаты находятся в противоречии с экспериментальными данными, и, таким образом, можно сделать вывод, что для успешного прохождения предложенного теста необходима существенная модификация глюонного сектора модели «испарение глюона». Этот же тест на высокоэнергетическое поведение должны пройти все существующие на сегодня модели, претендующие на достоверное описание процессов (6.2).

Таким образом, мы протестировали модель дуальности, а также модель «испарение глюона» в различных диапазонах по энергии. Показано, что модель дуальности (так же как и модель «испарение глюона») хорошо работает в низкоэнергетическом секторе $s \lesssim 100 \text{ ГэВ}^2$. В этой области кривые, полученные с включением глюонного вклада и без него, практически совпадают и одинаково хорошо описывают данные. Таким образом, мы можем (по крайней мере в неполяризованном случае) без опаски применять в этой кинематической области такую привлекательную с теоретической точки зрения модель, как модель дуальности. Это дает нам уникальную возможность использовать процессы рождения J/ψ для нахождения партонных распределений совместно с дрелл-яновскими процессами, что, в свою очередь, позволит существенно уменьшить статистические неопределенности для этих распределений.

С другой стороны, мы столкнулись с двумя довольно удивительными явлениями в области высоких энергий. Первое относится к пион-протонным/ядерным столкновениям, где глюонный вклад в изучаемые отношения сечений выглядит незначительным даже при энергии пионного пучка 150–200 ГэВ. Второй сюрприз касается антипротон-протонных столкновений. Здесь, с одной стороны, глюонный вклад в отношение $\sigma_{pp}/\sigma_{\bar{p}p}$ очень существенен в высокоэнергетической области, как это и должно быть. С другой стороны, описание этого вклада в рамках наиболее популярной и широко используемой модели J/ψ -рождения «испарение глюона» не соответствует экспериментальным данным. Таким образом, представляется, что эта модель должна быть существенно модифицирована (по крайней мере, это касается глюонного сектора модели).

Все результаты проведенных тестов определенно показывают, что необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные усилия для того, чтобы ответить на возникшие вопросы. Нужна новая информация по рождению лептонной пары в области J/ψ -резонанса в диапазоне как высоких, так и низких энергий. В особенности это касается поляризованных процессов (2.2) и (6.3), для которых до сих пор все еще отсутствуют какие бы то ни было экспериментальные данные. Вместе с тем исследование именно этих процессов (будущие эксперименты на COMPASS, NICA, RHIC, GSI, J-PARC) должно помочь окончательно найти целый ряд до сих пор плохо изученных поляризованных партонных распределений. При этом использование модели дуальности процессов (2.2) и (6.3) может существенно повысить точность

извлечения этих распределений из данных. В связи с этим прецизионная проверка модели дуальности в будущих экспериментах по процессам (2.1), (6.2) и (2.2), (6.3) становится особенно актуальной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение обсудим проблемы и перспективы изучения процессов Дрелла–Яна.

Из соображений практической целесообразности мы не затрагивали здесь продольно-поляризованные дрелл-яновские процессы, наиболее интересными из которых являются процессы с продольной поляризацией обоих сталкивающихся адронов. Действительно, на первый взгляд представляется, что соответствующие таким процессам двуспиновые асимметрии, например, в pp -столкновениях (RHIC, NICA, COMPASS, J-PARC)

$$A_{LL} = \frac{d\sigma_{\rightarrow} - d\sigma_{\leftarrow}}{d\sigma_{\rightarrow} + d\sigma_{\leftarrow}} \stackrel{\text{LO}}{=} \frac{\sum_q e_q^2 [g_{1q}(x_1, Q^2) g_{1\bar{q}}(x_2, Q^2) + (q \leftrightarrow \bar{q})]}{\sum_q e_q^2 [f_{1q}(x_1, Q^2) f_{1\bar{q}}(x_2, Q^2) + (q \leftrightarrow \bar{q})]}$$

могут дать прямой доступ к до сих пор плохо изученным продольно-поляризованным распределениям морских кварков $g_{1\bar{q}} \equiv \Delta\bar{q}$. Однако, как и в случае двуспиновых асимметрий A_{TT} (см. разд. 2), доступ к A_{LL} чрезвычайно затруднен из-за больших статистических неопределенностей для этих асимметрий (факторы поляризации обоих адронов в выражении для ошибки при и без того достаточно низкой статистике редких дрелл-яновских процессов). В то же время хорошим инструментом для изучения продольно-поляризованных (в отличие от поперечно-поляризованных) партонных распределений являются процессы инклюзивного и полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах (см., например, обзор [55]), по которым уже получено огромное количество прецизионных данных и их набор интенсивно продолжается в настоящее время. Таким образом, измерение двуспиновых асимметрий A_{LL} вряд ли окупит колоссальные затраты по времени работы ускорителя, необходимому для их наблюдаемости. Как подробно обсуждалось выше, наиболее целесообразным (и необходимым) представляется изучение неполяризованных и одночастично-поляризованных дрелл-яновских процессов (2.1) и (2.2). В то же время измерения очень интересных (альтернативный доступ к поперечности) двуспиновых асимметрий (2.10) в процессах (2.3) также могли бы быть включены в физические программы экспериментов по дрелл-яновским процессам (в настоящее время такая возможность исследуется в рамках проектов PAX и NICA), но лишь при обеспечении условий высокой степени поляризации и достаточно большого времени работы ускорителя.

Как уже отмечалось, чрезвычайно важным является исследование дрелл-яновских процессов с валентным антикварком в начальном состоянии. Особенно же значимыми среди них являются процессы с участием антипротона, которые дают прямой доступ к функциям распределения валентных кварков в протоне без вовлечения дополнительных неизвестных переменных, как, например, в случае пион-протонных столкновений. В настоящее время процессы Дрелла–Яна с поляризованными антипротонами и протонами планируется изучать на ускорительном комплексе GSI (проект PAX [52]). Вместе с тем в рамках проекта PAX существует ряд нерешенных технических проблем, наиболее существенной из которых является создание достаточной степени поляризации антипротонного пучка. В связи с этим представляется, что целесообразно сместить акценты физической программы PAX, сделав задачей первого приоритета изучение неполяризованных и одночастично-поляризованных дрелл-яновских процессов в антипротон-протонных столкновениях. С другой стороны, несмотря на то, что в дрелл-яновской программе коллаборации COMPASS задачей первого приоритета является изучение дрелл-яновских процессов с участием пиона, было бы, конечно, крайне желательно включить в дрелл-яновскую программу COMPASS измерения с антипротонным пучком. В настоящее время такая возможность исследуется коллаборацией.

Процессы Дрелла–Яна с морским антикварком в начальном состоянии не менее важны, поскольку они дают доступ не только к валентным, но и к морским распределениям. Как было показано в настоящей работе, наиболее перспективными являются соответствующие исследования в коллайдерной моде (ускорительные комплексы RHIC и NICA). В связи с этим очень обнадеживающим является то, что физические программы RHIC и NICA соответствуют разным кинематическим областям, так что в случае их успешной реализации мы сможем найти функции распределения партонных во всем диапазоне по бьёркеновской переменной.

Стоит еще раз подчеркнуть чрезвычайную важность исследований в области J/ψ -резонанса. В случае подтверждения гипотезы дуальности процессов Дрелла–Яна и рождения J/ψ мы получим уникальный шанс существенно увеличить точность извлечения неизвестных партонных распределений, что особенно важно при сравнительно невысокой статистике редких дрелл-яновских процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barone V., Drago A., Ratcliffe P. G. // Phys. Rep. 2002. V. 359. P. 1; hep-ph/0104283.
2. Efremov A. V. et al. // Phys. Lett. B. 2005. V. 612. P. 233.
3. Collins J. C. et al. // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. P. 014021.

4. *Anselmino M. et al.* // Phys. Rev. D. 2007. V. 75. P. 054032.
5. *Airapetian A. et al. (HERMES Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4047; Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 097101; Phys. Lett. B. 2003. V. 562. P. 182; Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 012002.
6. *Ageev E. S. et al. (COMPASS Collab.)* // Nucl. Phys. B. 2007. V. 765. P. 31.
7. *Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н.* Препринт ОИЯИ Р2-4543. Дубна, 1969; препринт SLAC-TRANS-0098; препринт ОИЯИ Р2-4543. Дубна, 1969.
8. *Drell S. D., Yan T. M.* Preprint SLAC SLAC-PUB-0755. 1970; Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316.
9. *Collins J. C.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 536. P. 43.
10. *Collins J.* Rapidity Divergences and Valid Definitions of Parton Densities // Proc. of «Light Cone 2008»; hep-ph/0808.2665v2.
11. *Barone V., Prokudin A., Ma B.-Q.* // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 045022.
12. *Avakian H., Efremov A. V., Schweitzer P., Yuan F.* // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 114024;
Boffi S., Efremov A. V., Pasquini B., Schweitzer P. // Phys. Rev. D. 2009. V. 79. P. 094012.
13. *Sissakian A. N., Shevchenko O. Yu., Nagaytsev A. P., Ivanov O. N.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 054027.
14. *Sissakian A., Shevchenko O., Nagaytsev A., Ivanov O.* // Eur. Phys. J. C. 2009. V. 59. P. 659.
15. *Boer D.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 014012.
16. *Bianconi A., Radici M.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 71. P. 074014.
17. *Conway J. S. et al.* // Phys. Rev. D. 1989. V. 39. P. 92.
18. *Falciano S. et al. (NA10 Collab.)* // Z. Phys. C. 1986. V. 31. P. 513;
Guanzioli M. et al. // Z. Phys. C. 1988. V. 37. P. 545.
19. *Kotzinian A., Mulders P. J.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 406. P. 373.
20. *Boer D., Jakob R., Mulders P. J.* // Nucl. Phys. B. 1997. V. 504. P. 345.
21. *Boer D., Jakob R., Mulders P. J.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 424. P. 143.
22. *Boer D., Mulders P. J.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 5780.
23. *Anselmino M., D'Alesio U., Murgia F.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 074010.
24. *Anselmino M. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 39. P. 89; Phys. Rev. D. 2009. V. 79. P. 054010.
25. *Sissakian A. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 46. P. 147.
26. *Collins J. C. et al.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. P. 094023.
27. *Sjostrand T. et al.* hep-ph/0308153.
28. *Anselmino M. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 594. P. 97.
29. *Bacchetta A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 712; hep-ph/9912490.
30. *Soffer J.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 1292.
31. *Gluck M. et al.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 094005.
32. *Gluck M., Reya E., Vogt A.* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 5. P. 461.
33. *Hill D. et al. (RHIC Spin Collab.).* Letter of Intent RHIC-SPIN-LOI-1991. Updated 1993;

- Bunce G. et al.* // Particle World. 1992. V. 3. P. 1;
Imai K. et al. (PHENIX/Spin Collab.). BNL-Proposal-R5-ADD. 1994;
Martin O. et al. // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 3084; 1999. V. 60. P. 117502.
34. *Chiba J. et al.* // Measurement of High-Mass Dimuon Production at the 50-GeV Proton Synchrotron. J-PARC Proposal; can be obtained electronically via http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p04-Peng.pdf
35. *Colantoni M.* Talk given at Transversity 2008 Workshop, Ferrara, Italy, May 28–31, 2008; accessible electronically via <http://www.fe.infn.it/transversity2008/>
36. *Nagaitsev A.* Spin Physics at NICA. Talk given on the NICA Round Table Discussion III (Dubna, 2008); accessible electronically via <http://theor.jinr.ru/meetings/2008/roundtable/>
37. *Sissakian A. et al.* Design and Construction of Nuclotron-based Ion Collider facility (NICA). Conceptual Design Report. Dubna, 2007; accessible electronically via http://nucloserv.jinr.ru/nica_webpage/Nica_files/reports/CDR_07/CDR_NICA%20.html
38. *Sissakian A. N., Sorin A. S., Toneev V. D.* QCD Matter: A Search for a Mixed Quark–Hadron Phase. nucl-th/0608032.
39. *Gluck M., Reya E., Vogt A.* // Z. Phys. C. 1995. V. 67. P. 433.
40. *Anselmino M. et al.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 094007.
41. *Vogelsang W., Yuan F.* // Ibid. P. 054028.
42. *Bacchetta A. et al.* hep-ph/0410050.
43. *Alexakhin V. Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 202002; hep-ex/0503002.
44. *Seidl R. et al. (Belle Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 232002.
45. *Martin O. et al.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 3084.
46. *Pobylitsa P. V.* hep-ph/0301236
47. *Efremov A. V., Goeke K., Pobylitsa P. V.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 488. P. 182; hep-ph/0004196.
48. See <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
49. *Bianconi A., Radici M.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. P. 034018; 2005. V. 72. P. 074013.
50. *Bianconi A.* hep-ex/0806.0946.
51. *Makins N. C. R.* GMC_trans Manual. HERMES Internal Report 2003. HERMES-03-060;
Schnell G. Talk at workshop «Transversity'07» (ECT*), Trento, Italy, June 2007.
52. *Barone V. et al. (PAX Collab.).* hep-ex/0505054.
53. *Anselmino M. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 594. P. 97.
54. *Barone V., Lu Z., Ma B.* // Eur. Phys. J. C. 2007. V. 49. P. 967.
55. *Сисакян А. Н., Шевченко О. Ю., Иванов О. Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 863; *Sissakian A., Shevchenko O., Ivanov O.* // JETP Lett. 2007. V. 86. P. 751.
56. *Leader E., Predazzi E.* Introduction to Gauge Theories and the «New Physics». Cambridge Univ. Press, 1982.
57. *Vogt R.* // Phys. Rep. 1999. V. 310. P. 197.
58. *Corden M. J. et al. (WA39 Collab.)* // Phys. Lett. B. 1981. V. 98. P. 220.
59. *Anderson K. J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 944.
60. *Anderson K. J. et al.* // Ibid. P. 948.

61. *Abbon P. et al. (COMPASS Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 577. P. 455.*
62. *Morel C. et al. (UA6 Collab.) // Phys. Lett. B. 1990. V. 252. P. 505.*
63. *Duke D. W., Owens J. F. // Phys. Rev. D. 1984. V. 30. P. 49.*
64. *Gluck M., Reya E., Vogt A. // Z. Phys. C. 1992. V. 53. P. 651.*
65. *Corden M. J. et al. (WA39 Collab.) // Phys. Lett. B. 1980. V. 96. P. 411.*
66. *Badier J. et al. (NA3 Collab.) // Z. Phys. C. 1983. V. 20. P. 101.*
67. *Abramov V. et al. (E672/706 Collab.). Preprint FERMILAB-PUB-91-062-E; Preprint IFVE-91-9. 1991.*
68. *Gluck M. et al. // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 4775.*