

ВОЗМОЖНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПЕРВОЙ СТАДИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРОГРАММЫ NICA SPD

© 2023 г. Ю. Н. Узиков^{1), 2), 3)}*

Поступила в редакцию 23.09.2022 г.; после доработки 23.09.2022 г.; принята к публикации 23.09.2022 г.

Рассмотрены предложения возможных экспериментов с использованием детектора спиновой физики SPD на первом этапе программы коллайдера NICA, разрабатываемой в ОИЯИ. Предложения включают процессы столкновений поляризованных и неполяризованных пучков протонов и дейтронов при эффективных нуклон-нуклонных энергиях в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 3.5\text{--}10$ ГэВ.

DOI: 10.31857/S0044002723010592, EDN: RHUHEK

1. ВВЕДЕНИЕ

В ОИЯИ создается коллайдер для исследования свойств барионной материи в условиях высокой плотности соударения тяжелых ионов, а также для проведения исследований в области спиновой физики на основе столкновений пучков поляризованных протонов и дейтронов. Процессы pp -, dd -, а также pd -столкновений в области энергий в с.ц.м. NN системы $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}27$ ГэВ позволят реализовать обширную программу по изучению структуры протонов и дейтронов и выяснить роль спина в сильных взаимодействиях. Установка Spin Physics Detector (SPD) предполагает 4π -геометрию, прецизионные трековые и калориметрические детекторы для идентификации частиц [1].

Настоящая статья посвящена краткому обзору предложений возможных экспериментов на первой стадии проекта SPD NICA [2] при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 3.5\text{--}10$ ГэВ. При этом учтены некоторые новые экспериментальные и теоретические результаты, появившиеся после выхода публикации [2].

2. КХД В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ОТ АДРОННЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ К КВАРК-ГЛЮОННЫМ

Согласно Стандартной модели фундаментальных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД) — теория, построенная на основе требования локальной калибровочной инвариантности

лагранжиана по отношению к группе преобразований цвета $SU(3)_c$, полностью определяет динамику ядерных (сильных) взаимодействий между адронами, а также в существенной мере статические свойства самих адронов, такие, как масса покоя. Детальное объяснение происхождения нуклонов и атомных ядер и их свойств, а также свойств адронной материи в целом на основе динамики фундаментальных степеней свободы — кварков и глюонов, является конечной целью ядерной науки.

Объяснение свойств адронного мира на основе КХД и электрослабого сектора Стандартной модели — очень сложная многоплановая задача. Один из ее аспектов связан с поиском фазовых переходов в адронных системах, в частности, состояния кварк-глюонной плазмы, которое, как ожидается, возникает при достаточно высоких температурах и плотностях адронной материи и в котором кварки и глюоны свободно перемещаются в адронной среде, находящейся в состоянии деконфайнмента. Так, целью проекта MPD NICA является поиск кварк-глюонной плазмы и исследование ее термодинамических свойств в условиях ранней барионной Вселенной. Другая задача КХД — определение структурных функций адронов, описывающих распределение партонов по импульсам в адронах в зависимости от ориентации спинов адронов и партонов. Отметим, что главная задача проекта SPD NICA [1] заключается в определении вклада глюонов в спин протона и дейтрона на основе изучения процессов рождения скрытого и открытого чарма, а также прямых фотонов [3]. Для решения этой задачи потребуется максимальная светимость и, соответственно, наиболее высокая доступная на SPD энергия NN -столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 10\text{--}27$ ГэВ. При более низких энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}10$ ГэВ важной задачей КХД является поиск начала перехода от адронных степеней свободы

¹⁾Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

³⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: uzikov@jinr.ru

к кварк-глюонным при описании взаимодействия различных пробников с адронами.

Переход от адронных степеней свободы к кварк-глюонным при описании систем с сильным взаимодействием нетривиален из-за существенно нелинейного характера взаимодействия и, в том числе, ввиду нерешенной в теории проблемы конфайнмента цвета. При низких энергиях < 1 ГэВ сильное взаимодействие в адронных системах описывается в терминах эффективных степеней свободы — мезонов и барионов, с помощью киральной теории возмущений, основанной на киральной симметрии лагранжиана КХД, которая нарушена спонтанно. При высоких энергиях и больших передачах 4-импульса, когда в силу асимптотической свободы становится возможным применение теории возмущений по константе связи — пертурбативной КХД, естественным становится описание в терминах кварков и глюонов. Хотя эти две области довольно хорошо определены и относятся к разным энергетическим масштабам, переход между ними не является надежно установленным.

При увеличении энергии взаимодействия и переданного 4-импульса переходная область может быть идентифицирована по явному проявлению кварковых (и глюонных) степеней свободы в поведении адронных систем при их взаимодействии с другими адронами или лептонами. Так, одним из предсказаний КХД является цветовая прозрачность (ЦП), означающая ослабление взаимодействия адрона с ядерной средой в начальном/конечном состояниях в эксклюзивных процессах при достаточной большой передаче 4-импульса адрону [4, 5]. При этом жесткое взаимодействие адронов происходит в точечно-подобных конфигурациях, с подавленными значениями цвет-электрических мультипольных моментов, определяющих интенсивность сильного взаимодействия. Определение кинематической области, содержащей начало режима проявления ЦП в ядерных процессах, позволит идентифицировать обсуждаемый переход от адронных к кварковым степеням свободы. Другой яркий сигнал переходной области связан с режимом, в котором проявляются правила кваркового счета (ПКС) в дифференциальных эксклюзивных реакциях. Наконец, признаком перехода от адронных к кварковым степеням свободы будет непосредственное образование мульткварковых состояний, таких как тетра- и пентакварки и дибарионные резонансы в нуклон-нуклонных соударениях. Помимо задачи исследования переходной области на первой стадии SPD NICA возможно решение и других вопросов физики КХД [2, 6].

Хотя SPD NICA в первую очередь предназначена для решения задач по проверке КХД, особенности этого комплекса дают возможность поиска физики вне Стандартной модели в столкновениях пучков протонов и дейтронов.

3. УПРУГОЕ pN -РАССЕЯНИЕ

3.1. pN -рассеяние в переднюю полусферу и pd -рассеяние

Упругое нуклон-нуклонное (NN) рассеяние является одним из базовых процессов в ядерной физике, содержащим информацию о динамике NN -взаимодействия. При этом спиновые наблюдаемые содержат независимую информацию, которую невозможно извлечь из неполяризованного NN -рассеяния. Наиболее полные данные о спиновых амплитудах NN -рассеяния имеются для pp -рассеяния в области лабораторных энергий до 3 ГэВ и pn -рассеяния — до 1.2 ГэВ [7]. При более высоких энергиях имеющиеся данные являются существенно неполными о pp - и очень скудными о pn -системе. Для извлечения из экспериментальных данных всех независимых спиновых амплитуд (пять для pp - или nn - и шесть для pn - при условии выполнения T - и P -инвариантности) при фиксированной энергии необходимо выполнить полный поляризационный эксперимент, включающий измерение не менее десяти спиновых наблюдаемых. С другой стороны, эффективной проверкой имеющихся в литературе параметризаций спиновых pN -амплитуд является применение спин-зависимой теории Глаубера для упругого pd -рассеяния в переднюю полусферу и сравнение результатов соответствующих расчетов с экспериментальными данными. Примеры таких расчетов при энергиях SPD приведены в [8]. Дополнительное тестирование может быть выполнено по квазиупругому рассеянию $pd \rightarrow \{pp\}_s n$, где $\{pp\}_s$ — pp -пара в 1S_0 -состоянии относительного движения, а также упругому dd -рассеянию ([2], разд. 2). Отметим, что знание спиральных T -четных, P -четных амплитуд pp - и pn -рассеяния принципиально необходимо, например, в задаче о поиске нарушения T -инвариантности при условии сохранения P -четности в дважды поляризованном pd -рассеянии [9, 10].

3.2. Периферия нуклона в дифракционном рассеянии

Особый интерес представляет периферическая область нуклона в дифракционном рассеянии. Небольшие осцилляции в t -зависимости дифференциального сечения при $|t| \leq 1$ ГэВ², наблюдавшиеся ранее в ИФВЭ (Протвино), ISR и Фермилаб, а теперь и на ЛНС, вероятно, связаны со

структурой протона при прицельных параметрах, которые превышают размер кваркового кора и, следовательно, указывают на участие мезонной периферии нуклона в дифракционном рассеянии [11, 12]. Следует отметить, что данные ISR и Фермилаб не полностью покрывают область t с предполагаемыми осцилляциями и не имеют достаточной точности, поэтому дальнейшие экспериментальные исследования в данной области представляют интерес и могут быть выполнены в рамках проекта NICA SPD [2] (разд. 3).

3.3. Двуспиновые корреляции в упругом pp -рассеянии на большие углы и мультикварковые резонансы

Неожиданно большая двуспиновая корреляция A_{NN} была обнаружена под большими углами упругого pp -рассеяния ($\theta_{с.м.} = 90^\circ$) при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ [13]. Эти энергии соответствуют порогам рождения странности и чарма в pp -столкновении. Наблюдаемые сильные корреляции (отношение сечений 4 : 1 для параллельных и антипараллельных спинов сталкивающихся протонов) совместимы с предположением о формировании в s -канале октокварковых резонансов $uuds\bar{s}uud$ и $uudc\bar{c}uud$ соответственно с квантовыми числами $J = L = S = 1$, где L — орбитальный, S — спиновый, J — полный угловой момент резонанса [14]. На основе этого же предположения о резонансах авторы работы [14] качественно объясняют необычное поведение цветовой прозрачности в реакции типа $A(p, 2p)B$ и осцилляции в дифференциальном сечении упругого pp -рассеяния $d\sigma/dt$ в области проявления правил кваркового счета. Однако последние два эффекта имеют другое объяснение в модели ядерного фильтра [15]. Жесткая динамика в упругом pp - и pn -рассеянии может быть довольно различной [16]. В этой связи важно исследовать канал упругого pn -рассеяния с двойной поляризацией в этом же интервале энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3-5$ ГэВ, что можно сделать на SPD, используя dd -столкновения.

4. ОДНОСПИНОВЫЕ АСИММЕТРИИ

При низких энергиях порядка ~ 1 ГэВ сечения реакций, вызываемых NN -столкновениями, и спиновые эффекты в этих реакциях велики. С ростом энергии увеличивается средняя множественность в событии, а спиновые эффекты в конкретных бинарных реакциях и их сечения довольно быстро убывают. Так, сечение процесса перезарядки пиона $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ падает как s^{-1} , а сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \rho p$ падает как s^{-2} , указывая на то, что в таких процессах происходит обмен реджеоном. Если процесс идет за счет обмена одним ρ -мезонным

полюсом, как это ожидалось для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 n$, то асимметрия этой реакции A_N , будучи интерференционным эффектом, должна отсутствовать. Однако первые же экспериментальные данные при лабораторных импульсах 5 и 12 ГэВ/с показали наличие больших поляризационных эффектов. Этот факт заставил в теории пересмотреть исходные предпосылки модели Редже, ввести дополнительные полюса, учесть эффекты перераспределения. Кроме того, для более строгой проверки модели Редже нужны были данные при более высоких энергиях, которые отчасти были получены на установке У-70 в Протвино при импульсе 40 ГэВ/с, но требуются более детальные данные для проверки ожидаемого из этой модели предсказания изменения знака поляризации. Аналогично обнаружение значительной поперечной поляризации Λ -гиперонов в инклюзивных реакциях явилось сюрпризом, поскольку теория предсказывала вымирание спиновых эффектов при высоких энергиях и больших поперечных импульсах [17].

Для анализа данных при высоких энергиях используется инклюзивный подход, при этом регистрируется только одна или несколько образовавшихся частиц, но в получаемые из эксперимента данные включается информация о множественности заряженных частиц и центральности соударений. Экспериментальные данные показывают зависимость поляризационных эффектов от этих дополнительных переменных помимо зависимости от энергии столкновения (\sqrt{s}), переменной Фейнмана (x_F), поперечного импульса (p_T), атомных весов сталкивающихся частиц A_1 и A_2 . Следует отметить, что для реакций с рождением гиперонов можно одновременно измерить и поперечную поляризацию гиперона (P_N), и односпиновую асимметрию реакции (A_N), что важно для тестирования теоретических моделей. Систематическое изучение поляризационных данных предполагает наличие модели, которая описывает в рамках единого механизма большое количество реакций, сечения и поляризационные наблюдаемые которых зависят от перечисленных выше переменных. Примеры такого подхода — модель хромомангнитной струны [18] и хромомангнитной поляризации кварков (ХПК) [19]. Эти модели отличаются простотой и наглядностью механизма поляризационных явлений, в основе которого предполагается взаимодействие цветового магнитного поля кварка с хромомангнитным полем, возникающим после соударения, на стадии адронизации. Модель ХПК хорошо описывает большой набор экспериментальных данных, дает интересные предсказания о резонансном поведении поляризационных явлений [2] и при систематическом исследовании данных на SPD может дать важную информацию о механизме адронизации и конфайнмента.

5. РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Рождение чарма в столкновениях ионов и его распространение в ядерной среде рассматриваются как один из пробников образования кварк-глюонной плазмы [20], но для того, чтобы утверждать о наличии чистого сигнала такого перехода, надо знать в деталях все возможные механизмы рождения J/ψ в ядро-ядерных столкновениях, а также процессы диссоциации J/ψ в ядерной среде. В этом отношении представляет интерес изучение рождения J/ψ -мезонов в NN -столкновениях. Изучение процессов рождения возбужденных состояний чармония $c\bar{c}$ и открытого чарма (D , D^* -мезонов) также важно. Обоснование возможности исследования этих процессов на SPD NICA дал Э. Томази-Густафссон ([2], разд. 6). В частности, отмечается, что в теории на пороге рождения J/ψ в реакции $NN \rightarrow NNJ/\psi$ предсказывается модельно-независимый значительный изотопический эффект — увеличение полного сечения в pn -столкновении в 5 раз по сравнению с аналогичным сечением в pp -столкновении.

6. ЦВЕТОВАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ

Последний наиболее полный обзор по цветовой прозрачности в [21] показывает наличие убедительных данных о проявлении цветовой прозрачности в процессах рождения мезонов. В то же время данные по цветовой прозрачности в случае барионов в реакции $A(p, 2p)$, демонстрируя наличие эффекта при определенных значениях Q^2 , показывают его неожиданное убывание с дальнейшим ростом Q^2 . В литературе имеются различные попытки объяснения этих данных — возбужденные октокварковые состояния на пороге рождения скрытого чарма в упругом pp -рассеянии [14] и механизм ядерного фильтра [22, 23], которые не являются общепринятыми. Недавно полученные в JLab результаты измерения ядерной прозрачности [24] в реакции выбивания протона электроном из ядра ^{12}C при больших значениях квадрата переданного 4-импульса $Q^2 = 8-14 \text{ ГэВ}^2$ вопреки предсказаниями теоретической модели показали, что цветовая прозрачность в этом процессе отсутствует. Этот результат наряду с ранее полученным необычным поведением цветовой прозрачности в реакции выбивания протонов протонами $A(p, 2p)$ в настоящее время активно обсуждается в литературе. В работе [25] сделан вывод о том, что для нуклонов следует ожидать начало режима цветовой прозрачности при более высоких значениях Q^2 , чем ожидалось ранее, а именно, при $Q^2 > 14 \text{ ГэВ}^2$ для протонов и при $Q^2 > 22 \text{ ГэВ}^2$ для нейтронов. Этот интервал доступен на SPD NICA при $\sqrt{s_{pN}} = 5.4-6.7 \text{ ГэВ}$

для угла рассеяния в с.ц.м. pN -системы $\theta_{\text{с.м.}} = 90^\circ$. В то же время для мезонов порог начала ЦП ожидается гораздо ниже, при $Q^2 \sim 4 \text{ ГэВ}^2$ [25]. Новую серию измерений ядерной прозрачности предлагают выполнить авторы работы [26] с целью прояснить возможность того, что цветовая прозрачность действительно свидетельствует о доминировании процессов на малых расстояниях, а в работе [27] предлагается исследовать не охваченную ранее u -канальную область цветовой прозрачности в экспериментах с электронными пучками. Дальнейшее развитие модели реакции развала дейтрона протонами $pd \rightarrow pnp$ [28] с учетом эффекта перерассеяния протона на нейтроне как в обычном (обобщенном) эйкональном приближении, так и с учетом механизма цветовой прозрачности выполнено недавно в работе [29]. Впервые даны оценки чувствительности тензорной анализирующей способности A_{zz} этой реакции к вкладу эффектов цветовой прозрачности. Показано, что при уменьшении угла pp -рассеяния в с.ц.м. pp -пары от 90° до 50° эффект цветовой прозрачности остается четко видимым в сечении реакции и в тензорной анализирующей способности, а счетность событий за счет увеличения сечения pp -рассеяния при уменьшении угла рассеяния становится достаточно высокой для измерения характеристик этой реакции на NICA SPD.

7. ЛЕГЧАЙШИЕ НЕЙТРАЛЬНЫЕ ГИПЕРЯДРА

Поиски связанного состояния системы из двух нейтронов не увенчались успехом. В теории реалистические NN -потенциалы не приводят к связанному состоянию динейтрона, предсказывается только виртуальный уровень в 1S_0 -состоянии, который отчетливо проявляется в амплитуде NN -рассеяния в этом состоянии. Для бозонов имеет место эффект Томаса: связанное трехчастичное состояние существует, даже если двухчастичное связанное состояние с тем же парным потенциалом не образуется — система Борромео. Однако для тождественных фермионов ситуация иная. Так, исходя из существования стабильного изотопа ^8He можно было бы предположить, что существует связанный тетранейтрон, однако расчеты, основанные на реалистических nn -потенциалах не подтверждают его стабильность из-за действия принципа Паули. В экспериментальных данных до последнего времени имелись только довольно противоречивые данные о возможности существования связанного тетранейтрона [30]. Избежать блокирующего эффекта Паули можно путем замены одного или двух нейтронов на гипероны, т.е. интересно исследовать

стабильность тетрабарионной системы $T = {}^4_{\Lambda\Lambda} n = (n, n, \Lambda, \Lambda)$ с двойной странностью $S = -2$. Однако существенные неопределенности в имеющихся моделях потенциалов ΛN -, $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий [31, 32] и необходимость учета трех- и четырехчастичных сил, которые пока еще не учитывались в расчетах, не позволяют сделать однозначный вывод о связанности состояния ${}^4_{\Lambda\Lambda} n$. Поэтому остается надеяться, что ответ на вопрос о существовании связанного тетрабариона с двойной странностью может быть получен из эксперимента. Идея такого эксперимента предложена в [33] и заключается она в изучении реакции $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + T$, в которой связанное состояние $T = {}^4_{\Lambda\Lambda} n$, если оно существует, может быть зарегистрировано по спектру недостающей массы системы K^+K^+ . Согласно [33], это чрезвычайно чистый процесс, доступный для изучения на SPD NICA. При условии, что светимость будет достигать значения $10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, число событий составит примерно 600 в год, что достаточно для регистрации интересующего состояния.

В этой связи важно отметить, что совсем недавно обнаружено резонансное состояние в системе четырех нейтронов с энергией $2.37 \pm 0.38(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{sys.}) \text{ МэВ}$ и шириной $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{sys.}) \text{ МэВ}$ в реакции ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})$ [34]. Следует отметить работу [35] по теоретической интерпретации полученного результата. Наблюдение этого резонанса в системе четырех тождественных нуклонов, подверженной блокирующему действию принципа Паули, дает весомые основания надеяться на существование квазисвязанного состояния в системе ${}^4_{\Lambda\Lambda} n = (n, n, \Lambda, \Lambda)$, в которой действие принципа Паули исключено в двух парах барионов (n, Λ) .

Канал с образованием двух K^+ -мезонов является своего рода зондом для изучения других экзотических гиперядер и экзотических адронов. Так, протон-протонные столкновения, приводящие к реакции $p + p \rightarrow K^+ + K^+ + \Lambda + \Lambda$, обеспечивают чистый и прямой способ поиска дибариона $\Lambda\Lambda$ по спектру недостающей массы K^+K^+ . Реакция $p + d \rightarrow K^+ + K^+ + n + \Lambda + \Lambda$ дает возможность поиска связанного состояния в системе $n + \Lambda + \Lambda$. Конечные состояния в процессе $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + n + n + \Lambda + \Lambda$ дают доступ к спектру инвариантных масс nK^+ и тем самым дают возможность поиска легкого пентакварка $\Theta^+(1540)$.

8. ПОИСК ФИЗИКИ ВНЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

8.1. Измерение сечений рождения антипротонов для поиска темной материи

Согласно астрофизическим данным, темная материя — вещество, не входящее в состав частиц-

полей Стандартной модели фундаментальных взаимодействий, составляет примерно 26% полной массы-энергии Вселенной. Доказательства существования темной материи основаны только на гравитационных взаимодействиях и обусловлены особенностями движения галактических гало, вращением галактик и галактических кластеров. Природа темной материи остается неясной. Одной из гипотез является предположение о существовании слабо взаимодействующих массивных частиц, Weakly Interacting Massive Particles (WIMP). При взаимной аннигиляции таких частиц возможно ожидать рождение обычных частиц Стандартной модели, в частности, антипротонов. На поиск антипротонов как сигналов аннигиляции WIMP-ов, нацелены астрофизические эксперименты AMS-02 [36, 37] и PAMELA [38]. Очевидно, для того чтобы зарегистрировать аномальный сигнал, производимый темной материей, необходимо учесть другие источники аналогичного сигнала, не связанные с темной материей. В течение последних двух десятилетий в спутниковых экспериментах PAMELA и AMS-02 измерены поток вторичных антипротонов и отношение антипротонов к протонам с беспрецедентной точностью в широком диапазоне энергий от 1 до 450 ГэВ. Однако до сих пор из этих данных не удается сделать четкие выводы о сигналах темной материи, так как в результатах измерений имеется несколько источников неопределенностей и одним из наиболее существенных из них является недостаточное знание сечения рождения антипротонов в pp -, pd - и других столкновениях протонов с легчайшими ядрами. NICA SPD может внести существенный вклад в решение этой проблемы посредством измерения угловых и энергетических распределений антипротонов, рожденных в pp - и pd -столкновениях как непосредственно, так и из распадов $\bar{\Lambda}$ и $\bar{\Sigma}$ [39, 40].

8.2. Проверка дискретных симметрий на основе спиновых наблюдаемых

Использование пучков поляризованных протонов и дейтронов, доступных на NICA, дает возможность прецизионной проверки фундаментальных симметрий — несохранения P -четности, а также нарушения инвариантности относительно обращения времени (эквивалентно CP -нарушению при наличии CPT -инвариантности) вне рамок Стандартной модели. Имеющиеся данные о нарушении P -четности в чисто нелептонном секторе получены с наибольшей точностью в pp -рассеянии при энергии 45 МэВ, где наблюдаемая P -нечетная асимметрия составляет $A_{PV} = -(1.5 \pm 0.22) \times 10^{-7}$ [41], и при 5.1 ГэВ в рассеянии поляризованных протонов на водяной мишени, $A_{PV} = -(26.5 \pm 6.0 \pm 3.6) \times 10^{-7}$ [42]. В теории в

рамках Стандартной модели не удастся объяснить эту аномально большую асимметрию [43]. С другой стороны, в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях при энергиях 200 ГэВ во FNAL установлена более скромная граница $A_{PV} < 10^{-5}$ [44]. Новые данные по асимметрии A_{PV} могут быть получены на установке NICA SPD в рассеянии поляризованных дейтронов на неполяризованных протонах при использовании новой методики — пучки с поляризацией, свободно вращающейся в плоскости накопительного кольца [45]. При этом осциллирующие спиновые асимметрии A_{PV} в эффективном сечении, порожденные осциллирующей поляризацией пучка, можно легко отделить от фона и от других асимметрий с помощью Фурье-анализа. Выделение сигнала нарушения P -четности по разности скорости затухания выведенных пучков противоположной спиральности не потребует никаких новых сложных детекторов — предполагается инвазивное измерение полного электрического заряда сгустка падающих на мишень частиц, а также полного электрического заряда прошедшего через мишень сгустка, которое будет осуществляться с помощью системы поясов Роговского [2]. Как показывают оценки, за один месяц набора данных можно достичь статистической точности для PV -асимметрии на уровне менее чем 10^{-7} . Аналогичным образом, используя прецессирующую поляризацию дейтронного пучка, можно измерить эффект нарушения T -инвариантности в дважды поляризованном dp -рассеянии, в котором протон поперечно поляризован (P_y), а дейтрон имеет тензорную поляризацию P_{xz} [45]. При этом полное сечение этого взаимодействия является нуль-тест-сигналом нарушения T -инвариантности в этом процессе при сохранении P -четности. Такое взаимодействие, предложенное Л.Б. Окунем [46] для объяснения нарушения CP -инвариантности в физике каонов, сохраняющее флейвор, выходит за пределы Стандартной модели и остается возможной причиной наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной, для которой предсказания СМ расходятся с данными на много порядков величины. Ранее в эксперименте по прохождению поляризованных нейтронов через мишень тензорно-поляризованных ядер хольмия была получена оценка T -нечетной асимметрии на уровне 10^{-5} [47]. Другой эксперимент с дважды поляризованным pd -взаимодействием готовится на COSY [48], при этом предполагается улучшить оценку верхней границы для T -нечетной асимметрии до уровня $\sim 10^{-6}$. Если для поиска нарушения P -инвариантности на установке NICA предпочтительными являются эксперименты с фиксированной плотной внешней мишенью на нуклотроне, то для поиска нуль-тест-сигнала нарушения T -инвариантности понадобится внутренняя газовая мишень из поляризованных протонов. При

обычной постановке эксперимента со статическими спинами серьезной проблемой является отделение ложного сигнала, возникающего при наличии ненулевой векторной поляризации дейтрона P_y^d . Величину этой поляризации надо подавить до уровня $P_y^d \sim 10^{-6}$ для того, чтобы T -асимметрия была измерена на уровне 10^{-6} [49], что является очень сложной технической задачей. Использование метода прецессирующей поляризации в сочетании с Фурье-анализом позволяет решить эту проблему.

9. ДРУГИЕ ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО КХД-ФИЗИКЕ НА SPD

9.1. Дибарионные резонансы

Эксперименты на установке MPD NICA нацелены на исследование проблемы фазовых переходов в тяжелых ядрах при высоких плотностях и повышенных температурах. Исследование малонуклонных систем в аналогичных условиях также представляет интерес.

В частности, особый интерес представляют дибарионные резонансы — квазистационарные состояния в системе двух барионов. Поиск дибарионных резонансов имеет долгую историю, недавний обзор на эту тему дан в работе [50]. В настоящее время одним из наиболее вероятных кандидатов на роль дибарионного резонанса с нулевой странностью является состояние в pn -системе массой 2380 МэВ, изоспином $T = 0$, спин-четностью $J^P = 3^+$, проявляющееся как резонанс в полном сечении реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ с максимумом при инвариантной массе $\sqrt{s_{pn}} = 2380$ МэВ с шириной $\Gamma = 70$ МэВ. Близость массы этого состояния к сумме масс двух свободных $\Delta(1232)$ -изобар при довольно узкой ширине состояния по сравнению с суммой ширин $\Delta(1232)$ изобар $2 \times 115 = 230$ МэВ рассматривается как прямое указание на дибарионную природу этого состояния, в котором две $\Delta(1232)$ -изобары находятся в связанном состоянии. С точки зрения теоретических кварковых моделей это есть (квази)связанное состояние $\Delta(1232)\Delta(1232)$ с большой примесью состояния со скрытым цветом $C\bar{C}$ [51]. Есть также экспериментальные указания на наличие изовекторных дибарионных резонансов по данным о реакциях $pp \rightarrow d\pi^+$ [50] и $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ [52, 53] при кинетической энергии протонов в лабораторной системе 0.5–2 ГэВ. Однако информация об этих состояниях является далеко не полной и есть возможность дополнить ее на SPD NICA. Поиск изоскалярных дибарионных резонансов можно производить на SPD NICA в столкновениях дейтронов $dd \rightarrow dX$, исследуя спектр недостающей массы конечного дейтрона. При этом, как показано Б. Костенко в

[2], разд. 10), можно исследовать дибарионы с небольшой энергией возбуждения $\sim 10\text{--}20$ МэВ, указания на существование которых получены в Дубне [54, 55]. Для поиска изовекторных дибарионных резонансов можно использовать реакцию $dd \rightarrow \{pp\}_s X$ с регистрацией пары протонов $\{pp\}_s$ при маленькой относительной энергии $E_{pp} = 0\text{--}3$ МэВ, как в [52, 53].

9.2. Многокварковые корреляции

Исследование адронных процессов, связанных с многокварковыми степенями свободы в ядрах, может помочь понять такие аспекты КХД как многокварковые флюктоны, дикварки, многопартонное рассеяние, рождение экзотических резонансов. Идея о флуктуациях ядерной плотности была высказана Д.И. Блохинцевым [56] в связи с открытием процесса рассеяния протонов в заднюю полусферу на дейтроне [57] и углероде [58]. На современном языке эта идея соответствует либо флюктонам [59, 60] — плотно сжатым малонуклонным конфигурациям, в которых нуклоны могут терять свою индивидуальность, образуя мультикварковые состояния, либо малонуклонным короткодействующим корреляциям (КДК) [61], в которых нуклоны, находясь на малых относительных расстояниях в области ядерного кора, имеют большие относительные импульсы при близком к нулю импульсе центра масс. Для многих наблюдаемых два эти подхода дают близкие предсказания, например, по рождению кумулятивных частиц, ядерных структурных функций в глубоконеупругих процессах с лептонами. Однако флюктонный подход [62], основанный на КХД-факторизации жестких процессов и на ограничениях, вытекающих из эффекта ЕМС, предсказывает дополнительное кварковое море, которое имеет довольно жесткое импульсное распределение: наклон по переменной x такого дополненного флюктонного моря при $x > 1$ равен наклону по x валентных кварков. Это приводит к так называемому суперскейлингу в кумулятивном рождении адронов при $x > 1$ в области ядерной фрагментации, а именно, наклоны всех распределений кумулятивных адронов, включая “морские” адроны, приблизительно равны между собой. Этот эффект был экспериментально подтвержден группой из ИТЭФ [63, 64]. Жесткое флюктонное море может проявлять себя при образовании тяжелых лептонных пар и рождении J/ψ в кумулятивной области. Как отмечают В. Ким и др. в [2] (разд. 9), на SPD NICA можно исследовать процессы рождения антипротонов, каонов K^- , чарма J/ψ в pd - и dd -столкновениях при $x > 1$, которые чувствительны к жесткому флюктонному антикварковому морю дейтронов. Кроме того, в эксперименте SPD можно исследовать дикварковые корреляции

в протонах и связанные с ними такие механизмы рождения, как двойное кварк-дикварковое рассеяние [65], которое может привести к усиленному рождению экзотических многокварковых резонансных состояний (пентакварков, Н-дигиперонов и др.).

9.2.1. Правила кваркового счета в реакциях с легчайшими ядрами. Свойства легчайших ядер на малых расстояниях между нуклонами $r_{NN} < 0.5$ фм или при относительных импульсах $q > h/r_{NN} \sim 0.4$ ГэВ/с имеют фундаментальное значение для физики ядра. Как уже отмечалось выше, один из важных вопросов связан с поиском начала перехода от мезон-барионной картины к кварк-глюонной при описании структуры ядра. Сигнал перехода в область конституентных кварков дают правила кваркового счета (ПКС): при высоких энергиях и больших передачах импульса дифференциальное сечение бинарной реакции принимает вид $d\sigma/dt \sim s^{-(n-2)} f(t/s)$, где n — суммарное минимальное число точечных конstituентов (кварков, лептонов, фотонов), участвующих в реакции, s и t — переменные Мандельштама. Это поведение, полученное в рамках гипотезы автомодельности [66] и пертурбативной КХД [67], предсказывается также в подходе AdS/QCD [68]. В реакциях при выполнении условий ПКС должна сохраняться спиральность кварков [69] и иметь место цветовая прозрачность (см. разд. 6). Важно отметить, что ПКС проявляются не только в реакциях со свободными адронами, но и с легчайшими ядрами — в фотодезинтеграции дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$ при энергии фотонов $E_\gamma = 1\text{--}5.5$ ГэВ, а также ядра ${}^3\text{He}$ в реакциях ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$, $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow dp$. Неожиданным является проявление ПКС в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}p$, $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ с зависимостью сечения s^{-22} и в $pd \rightarrow pd(s^{-16})$ при удивительно низких энергиях порядка ~ 0.5 ГэВ (см. работу [70] и ссылки в ней). Недавно было показано выполнение ПКС в поведении сечения реакции $pd \rightarrow pd$ при энергиях ~ 1 ГэВ. С другой стороны, реакция $pp \rightarrow d\pi^+$ не следует ПКС при практически тех же кинематических условиях, в которых реакция $\gamma d \rightarrow pn$ демонстрирует четкое ПКС поведение. Систематическое изучение режима ПКС в реакциях с легчайшими ядрами не проводилось. Установка SPD NICA дает хорошую возможность для изучения этих вопросов с использованием поляризованных и неполяризованных пучков в столкновениях dd и dp (см. [2], разд. 8).

9.2.2. Короткодействующие корреляции в ядрах и эксклюзивные жесткие процессы на дейтроне. Существенным результатом в физике ядра последних двух десятилетий является наблюдение двухнуклонных короткодействующих корреляций (КДК) в ядрах, базирующееся в основном

на данных о рассеянии электронов на ядрах [71, 72]. КДК определяются взаимодействием нуклонов на малых расстояниях, играют важную роль в структуре ядер, нейтронных звезд, в рассеянии нейтрино на ядрах, связаны с ЕМС-эффектом [73], и поэтому важно получить подтверждение этих данных с использованием других пробников — протонов, фотонов и др. Вопросы, связанные с изучением структуры ядер и динамики процессов, тесно переплетены: понимание жесткой динамики процессов NN -взаимодействия необходимо для изучения структуры ядер на малых расстояниях между нуклонами — и наоборот. В этой связи М. Стрикман отмечает в ([2], разд. 7), что важную информацию можно получить из изучения реакции $pd \rightarrow ppp$ на SPD NICA. Эта реакция при большой передаче импульса одному из нуклонов дейтрона чувствительна к пространственно-временной эволюции процесса жесткого pN -рассеяния, т.е. цветовой прозрачности. Этот же процесс при другой кинематике позволяет изучать короткодействующие корреляции в дейтроне. Дейтрон аналогичен атому водорода для понимания физики короткодействующих корреляций в ядрах. Только после того, как экспериментально будет проверена точность приближений, используемых для описания реакции $pd \rightarrow ppp$ в КДК-области, станет возможным высокоточный анализ КДК в тяжелых ядрах. Кинематика коллайдера дает преимущество в том, что все частицы имеют большие импульсы, поэтому их легче детектировать, чем в эксперименте с фиксированной мишенью. Использование пучков поляризованных дейтронов даст уникальную возможность разделить S - и D -волновые компоненты волновой функции дейтрона при больших относительных импульсах, это в свою очередь даст возможность сравнить различные релятивистские модели дейтрона — динамику светового конуса и модель виртуального нуклона.

9.2.3. Формирование адронов в столкновениях ионов $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ и $^{40}\text{Ca}^{40}\text{Ca}$. Для описания пространственной картины формирования адронов в высокоэнергетических процессах существует несколько различных моделей (UrQMD [74], HSD [75], ГиББУ [76]). Тестирование этих моделей на SPD NICA возможно в столкновениях ионов $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ и $^{40}\text{Ca}^{40}\text{Ca}$. С этой целью А. Ларионов представил ([2], разд. 14) результаты выполненных им микроскопических расчетов распределений протонов и заряженных пионов по быстрой и поперечному импульсу в указанных каналах столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ.

9.2.4. Задачи мягких pp -взаимодействий. А. Галоян и В. Ужинский предложили эксперименты для SPD NICA ([2], разд. 12), направленные на разработку и совершенствование моделей для описания а) спектра барионов, рождающихся в

pp -столкновениях, б) эволюции корреляции между поперечным импульсом $\langle P_T^2 \rangle$ и фейнмановской переменной x_F с ростом энергии и в) двухчастичных P_T -корреляций рожденных частиц.

9.3. Процесс Дрелла–Яна с рождением пары τ -лептонов

Функции распределения партонов в адронах дают информацию о внутренней структуре адронов. Эти распределения не могут быть вычислены по теории возмущений КХД и должны быть измерены экспериментально. Для этой цели обычно используются процессы глубоконеупругого рассеяния и процессы Дрелла–Яна с рождением электрон-позитронной или мюон-антимюонной пары. В этом случае в процессе Дрелла–Яна можно пренебречь массой лептонов, так что состояния с определенной киральностью являются одновременно (в хорошем приближении) состояниями с определенной спиральностью. В процессе Дрелла–Яна с рождением пар τ -лептонов массой τ -лептона m_τ пренебречь нельзя (кроме процессов при очень высоких энергиях $E_\tau \gg m_\tau$), поэтому спиральность не совпадает с киральностью и не имеет определенного значения. Однако в силу специфической структуры слабого тока, сохранения полного углового момента и того факта, что нейтрино имеет определенную спиральность, существует корреляция между поляризацией τ -лептона и импульсом, уносимым одиночным заряженным пионом из распада $\tau \rightarrow \pi + \nu_\tau$. Как показано А. Алешко, Э. Боосом и В. Буничевым ([2], разд. 15), измерение энергии заряженных пионов в процессе $q\bar{q} \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ позволяет измерить поляризацию кварка (антикварка), вступающего в процесс Дрелла–Яна. Поскольку заряженные пионы довольно легко регистрировать, предложенный метод является мощным инструментом для измерения функций партонового распределения нуклонов в поляризованных процессах Дрелла–Яна с парным рождением τ -лептонов и может быть использован на SPD NICA.

9.3.1. Загадки в рождении мягких фотонов в pp - и AA -столкновениях. Несколько экспериментальных групп обнаружили повышенный примерно на порядок по сравнению с теорией выход мягких фотонов (МФ) с энергией менее 50 МэВ в pp - и AA -взаимодействиях [77, 78], в том числе сотрудничество DELPHI в ЦЕРН [79, 80]. В последнем случае расхождение с предсказанием по множественности нейтральных пионов в кварковой струе составило фактор 17. Большинство фотонов, рождающихся в столкновениях адронов при высоких энергиях, происходит от распада вторичных адронов (например, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), но согласно КХД элементарные взаимодействия кварков и глюонов

$q\bar{q}$, qg и gg также приводят к испусканию фотонов, которые называются прямыми фотонам. Прямые фотоны несут информацию о глюонной компоненте исходного нуклона, глюоны которого фигурируют в указанных элементарных процессах. Существует несколько феноменологических моделей, разработанных для описания спектров МФ [81–84], но не достигнуто понимания аномально большого выхода МФ. В этой связи Е.С. Кокоулиной и В.А. Никитиным ([2], разд. 13) предлагаются возможные на установке SPD NICA эксперименты, которые помогут прояснить существующую ситуацию с интерпретацией данных по рождению мягких фотонов.

9.3.2. Предложения С. Бродского. Необходимо отметить работу С. Бродского [6], в которой автор обсуждает широкую физическую программу возможных экспериментов на NICA, фактически адресуя ее SPD, в том числе, исследование рождения чарма и прелести на пороге в pp -столкновениях, измерение партонных распределений скрытой странности и скрытого чарма в нуклоне при больших значениях бьеркеновской переменной x , вклад оддерона в реакцию $pp \rightarrow D^+ D^- pp$ и другие задачи КХД.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наше понимание динамики нуклон-нуклонных взаимодействий в интервале энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3-10$ ГэВ до сих пор весьма ограничено. Это относится даже к самым базовым процессам упругого нуклон-нуклонного рассеяния. С другой стороны, эта область взаимодействий вызывает интересные физические вопросы. Так, остается неясным, где происходит переход от непертурбативной динамики к пертурбативной при больших значениях $-t$. Загадкой остаются большие спиновые эффекты в упругом рассеянии протонов на большие углы и сложная энергетическая зависимость ядерной прозрачности в реакциях $A(p, 2p)$ с рассеянием на большие углы налетающих протонов на протонах ядра. Неясной остается роль ненуклонных степеней свободы — $\Delta\Delta$ -, NN^* -компонент, мультикварковых конфигураций и состояний со скрытым цветом в самом простом ядре — дейтроне. Открытым является вопрос о существовании экзотических (гипер)ядер и адронов. Систематическое исследование поляризованных и неполяризованных столкновений pp , dd , pd на установке SPD NICA может внести существенный вклад в понимание этих и других вопросов адронных взаимодействий.

Я благодарен моим соавторам по работе [2] за многочисленные обсуждения рассмотренных в данной статье вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. M. Abazov, V. Abramov, L. G. Afanasyev, R. R. Akhunzyanov, A. V. Akindinov, N. Akopov, I. G. Alekseev, A. M. Aleshko, V. Yu. Alexakhin, G. D. Alexeev, M. Alexeev, A. Amoroso, I. V. Anikin, V. F. Andreev, V. A. Anosov, A. B. Arbuzov, *et al.*, arXiv: 2102.00442.
2. V. V. Abramov, A. Aleshko, V. A. Baskov, E. Boos, V. Bunichev, O. D. Dalkarov, R. El-Kholy, A. Galoyan, A. V. Guskov, V. T. Kim, E. Kokoulina, I. A. Koop, B. F. Kostenko, A. D. Kovalenko, V. P. Ladygin, A. B. Larionov, *et al.*, Phys. Part. Nucl. **52**, 1044 (2021); arXiv: 2102.08477.
3. A. Arbuzov, A. Bacchetta, M. Butenschoen, F. G. Celiberto, U. D'Alesio, M. Deka, I. Denisenko, M. G. Echevarria, A. Efremov, N. Ya. Ivanov, A. Guskov, A. Karpishkov, Ya. Klopov, B. A. Kniehl, A. Kotzinian, S. Kumano, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **119**, 103858 (2021); arXiv: 2011.15005.
4. A. Mueller, in *Proceedings of the 17th Rencontres de Moriond*, Ed. by J. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1982), Vol. I, p. 13.
5. S. J. Brodsky, in *Proceedings of the 13th International Symposium on Multiparticle Dynamics*, Ed. by W. Kittel, W. Metzger, and A. Stergiou (World Scientific, Singapore, 1982), p. 963.
6. S. J. Brodsky, Eur. Phys. J. A **52**, 220 (2016).
7. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, Phys. Rev. C **76**, 025209 (2007); arXiv: 0706.2195.
8. Y. N. Uzikov, J. Haidenbauer, A. Bazarova, and A. A. Temerbayev, Phys. Part. Nucl. **53**, 419 (2022); arXiv: 2011.04304.
9. Y. N. Uzikov and A. Temerbayev, Phys. Rev. C **92**, 014002 (2015); arXiv: 1506.08303.
10. Y. N. Uzikov and J. Haidenbauer, Phys. Rev. C **94**, 035501 (2016); arXiv: 1607.04409.
11. A. Anselm and V. Gribov, Phys. Lett. B **40**, 487 (1972).
12. V. Khoze, A. Martin, and M. Ryskin, J. Phys. G **42**, 025003 (2015); arXiv: 1410.0508.
13. D. G. Crabb, R. C. Fernow, P. H. Hansen, A. D. Krisch, A. J. Salthouse, B. Sandler, K. M. Terwilliger, J. R. O'Fallon, E. A. Crosbie, L. G. Ratner, and P. F. Schultz, Phys. Rev. Lett. **41**, 1257 (1978).
14. S. J. Brodsky and G. de Teramond, Phys. Rev. Lett. **60**, 1924 (1988).
15. J. P. Ralston and B. Pire, Phys. Rev. Lett. **49**, 1605 (1982).
16. C. G. Granados and M. M. Sargsian, Phys. Rev. Lett. **103**, 212001 (2009); arXiv: 0907.2269.
17. G. L. Kane, J. Pumplin, and W. Repko, Phys. Rev. Lett. **41**, 1689 (1978).
18. S. B. Nurushev and M. G. Ryskin, Phys. At. Nucl. **69**, 133 (2006); hep-ph/0405041.
19. V. Abramov, Phys. At. Nucl. **72**, 1872 (2009).
20. T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
21. D. Dutta, K. Hafidi, and M. Strikman, Prog. Part. Nucl. Phys. **69**, 1 (2013); arXiv: 1211.2826.

22. J. P. Ralston and B. Pire, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1823 (1988).
23. P. Jain, B. Pire, and J. P. Ralston, *Phys. Rep.* **271**, 67 (1996); hep-ph/9511333.
24. D. Bhetuwal, J. Matter, H. Szumila-Vance, M. L. Kabir, D. Dutta, R. Ent, D. Abrams, Z. Ahmed, B. Aljawrneh, S. Alsalimi, R. Ambrose, D. Androic, W. Armstrong, A. Asaturyan, K. Assumin-Gyimah, C. Ayerbe Gayoso, *et al.* (For the Hall C Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 082301 (2021); arXiv: 2011.00703.
25. S. J. Brodsky and G. F. de Teramond, *MDPI Phys.* **4**, 633 (2022); arXiv: 2202.13283.
26. P. Jain, B. Pire, and J. P. Ralston, *MDPI Phys.* **4**, 578 (2022); arXiv: 2203.02579.
27. G. M. Huber, W. B. Li, W. Cosyn, and B. Pire, *MDPI Phys.* **4**, 451 (2022); arXiv: 2202.04470.
28. L. L. Frankfurt, E. Piasetzky, M. M. Sargsian, and M. I. Strikman, *Phys. Rev. C* **56**, 2752 (1997); hep-ph/9607395.
29. A. B. Larionov, *Phys. Rev. C* **107**, 014605 (2023); arXiv: 2208.08832.
30. F. M. Marqués, M. Labiche, N. A. Orr, J. C. Angélique, L. Axelsson, B. Benoit, U. C. Bergmann, M. J. G. Borge, W. N. Catford, S. P. G. Chappell, N. M. Clarke, G. Costa, N. Curtis, A. D'Arrigo, E. de Góes Brennand, F. de Oliveira Santos, *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 044006 (2002); nucl-ex/0111001.
31. H. Polinder, J. Haidenbauer, and U. G. Meissner, *Phys. Lett. B* **653**, 29 (2007); arXiv: 0705.3753.
32. J. Haidenbauer, U.-G. Meissner, and S. Petschauer, *Nucl. Phys. A* **954**, 273 (2016); arXiv: 1511.05859.
33. J.-M. Richard, Q. Wang, and Q. Zhao, *Phys. Rev. C* **91**, 014003 (2015); arXiv: 1404.3473.
34. M. Duer, T. Aumann, R. Gernhäuser, V. Panin, S. Paschalis, D. M. Rossi, N. L. Achouri, D. Ahn, H. Baba, C. A. Bertulani, M. Böhmer, K. Boretzky, C. Caesar, N. Chiga, A. Corsi, D. Cortina-Gil, *et al.*, *Nature* **606**, 678 (2022).
35. R. Lazauskas, E. Hiyama, and J. Carbonell; arXiv: 2207.07575.
36. M. Aguilar *et al.* (AMS Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **110**, 141102 (2013).
37. M. Aguilar *et al.* (AMS Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 091103 (2016).
38. O. Adriani *et al.* (PAMELA Collab.), *Phys. Rep.* **544**, 323 (2014).
39. A. Guskov and R. El-Kholy, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **16**, 216 (2019).
40. V. Alexakhin, A. Guskov, Z. Hayman, R. El-Kholy, and A. Tkachenko; arXiv: 2008.04136.
41. S. Kistryn, J. Lang, J. Liechti, Th. Maier, R. Müller, F. Nessi-Tedaldi, M. Simonius, J. Smyrski, S. Jaccard, W. Haeblerli, and J. Sromicki, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1616 (1987).
42. N. Lockyer, T. A. Romanowski, J. D. Bowman, C. M. Hoffman, R. E. Mischke, D. E. Nagle, J. M. Potter, R. L. Talaga, E. C. Swallow, D. M. Alde, D. R. Moffett, and J. Zyskind, *Phys. Rev. D* **30**, 860 (1984).
43. S. Gardner, W. C. Haxton, and B. R. Holstein, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67**, 69 (2017); arXiv: 1704.02617.
44. D. P. Grosnick, D. A. Hill, T. Kasprzyk, D. Lopiano, Y. Ohashi, J. Sheppard, T. Shima, H. Spinka, R. Stanek, D. G. Underwood, A. Yokosawa, J. Bystricky, P. Chaumette, J. Derégel, G. Durand, J. Fabre, *et al.*, *Phys. Rev. D* **55**, 1159 (1997).
45. N. Nikolaev, F. Rathmann, A. Silenko, and Y. Uzikov, *Phys. Lett. B* **811**, 135983 (2020).
46. L. B. Okun, *ЯФ* **1**, 938 (1965).
47. P. R. Huffman, N. R. Roberson, W. S. Wilburn, C. R. Gould, D. G. Haase, C. D. Keith, B. W. Raichle, M. L. Seely, and J. R. Walston, *Phys. Rev. C* **55**, 2684 (1997); nucl-ex/9605005.
48. P. Lenisa, F. Rathmann, L. Barion, S. Barsov, S. Bertelli, V. Carassiti, G. Ciullo, M. Contalbrigo, A. Cotta Ramusino, S. Dymov, R. Engels, D. Eversheim, R. Gebel, K. Grigoryev, J. Haidenbauer, V. Hejny, *et al.*, *EPJ Tech. Instrum.* **6**, 2 (2019).
49. A. Temerbayev and Y. Uzikov, *Phys. At. Nucl.* **78**, 35 (2015).
50. H. Clement, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **93**, 195 (2017); arXiv: 1610.05591.
51. Y. Dong, F. Huang, P. Shen, and Z. Zhang, *Phys. Rev. C* **94**, 014003 (2016); arXiv: 1603.08748.
52. V. Komarov, D. Tsirkov, T. Azaryan, Z. Bagdasarian, S. Dymov, R. Gebel, B. Gou, A. Kacharava, A. Khoukaz, A. Kulikov, V. Kurbatov, B. Lorentz, G. Macharashvili, D. Mchedlishvili, S. Merzliakov, S. Mikirtychiants, *et al.*, *Phys. Rev. C* **93**, 065206 (2016).
53. D. Tsirkov, B. Baimurzinova, V. I. Komarov, A. V. Kulikov, A. Kunsafina, V. S. Kurbatov, Z. Kurmanalyev, and Y. N. Uzikov, *Phys. Rev. C* **107**, 015202 (2023); arXiv: 2207.13575.
54. Y. A. Troyan, *ЭЧАЯ* **24**, 683 (1993).
55. A. Baldin, *Сообщения ОИЯИ* 1-12397 (1979).
56. D. Blokhintsev, *Sov. Phys. JETP* **5**, 995 (1958).
57. G. Leksin, *Sov. Phys. JETP* **5**, 371 (1957).
58. L. Azhgirei, I. Vzorov, V. Zrelov, M. Mescheriakov, B. S. Neganov, and A. F. Shabudin, *Sov. Phys. JETP* **6**, 911 (1958).
59. A. Efremov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **24**, 633 (1976).
60. E. Lehman, *Phys. Lett. B* **62**, 296 (1976).
61. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rep.* **76**, 215 (1981).
62. A. Efremov, A. Kaidalov, V. Kim, G. Lykasov, and N. Slavin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **47**, 868 (1988).
63. S. Boyarinov *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **50**, 996 (1989).
64. S. Boyarinov *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **54**, 71 (1991).
65. A. Efremov and V. Kim, *JINR-E2-87-74* (Dubna, 1987).
66. V. Matveev, R. Muradian, and A. Tavkhelidze, *Lett. Nuovo Cimento* **7**, 719 (1973).
67. S. J. Brodsky and G. R. Farrar, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1153 (1973).
68. J. Polchinski and M. J. Strassler, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 031601 (2002); hep-th/0109174.

69. S. J. Brodsky and G. P. Lepage, Phys. Rev. D **24**, 2848 (1981).
70. Y. Uzikov, JETP Lett. **81**, 303 (2005); hep-ph/0503185.
71. L. Frankfurt, M. Sargsian, and M. Strikman, Int. J. Mod. Phys. A **23**, 2991 (2008); arXiv: 0806.4412.
72. O. Hen, G. A. Miller, E. Piasetzky, and L. B. Weinstein, Rev. Mod. Phys. **89**, 045002 (2017); arXiv: 1611.09748.
73. B. Schmookler *et al.* (CLAS Collab.), Nature **566**, 354 (2019); arXiv: 2004.12065.
74. S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, L. Gerland, M. Hofmann, S. Hofmann, J. Konopka, G. Mao, L. Neise, S. Soff, C. Spieles, H. Weber, L. A. Winckelmann, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998); nucl-th/9803035.
75. W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rep. **308**, 65 (1999).
76. O. Buss, T. Gaitanos, K. Gallmeister, H. van Hees, M. Kaskulov, O. Lalakulich, A. B. Larionov, T. Leitner, J. Weil, and U. Mosel, Phys. Rep. **512**, 1 (2012); arXiv: 1106.1344.
77. P. Chliapnikov *et al.* (Brussels-CERN-Genoa-Mons-Nijmegen-Serpukhov Collab.), Phys. Lett. B **141**, 276 (1984).
78. A. Belogianni *et al.* (WA102 Collab.), Phys. Lett. B **548**, 129 (2002).
79. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), Eur. Phys. J. C **47**, 273 (2006).
80. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), Eur. Phys. J. C **67**, 343 (2010).
81. L. Van Hove, Ann. Phys. **192**, 66 (1989).
82. S. Barshay, Phys. Lett. **227**, 279 (1989).
83. C.-Y. Wong, JHEP **2008**, 165 (2020); arXiv: 2001.04864 [nucl-th].
84. E. Kokouline, Act. Phys. Pol. B **35**, 295 (2004).

POSSIBLE STUDIES AT THE FIRST STAGE OF THE PHYSICAL NICA SPD PROGRAM

Yu. N. Uzikov^{1),2),3)}

¹⁾ *Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

²⁾ *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

³⁾ *Dubna State University, Dubna, Russia*

Suggestions for possible experiments with usage of the Spin Physics Detector (SPD) at the first stage of the SPD NICA collider program developed in JINR are considered. Suggestions involve collisions of polarized as well as non-polarized beams of protons and deuterons at effective c.m.s. nucleon-nucleon energies $\sqrt{s_{NN}} = 3.5-10$ GeV.