

## ВОЗМОЖНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАБОТЫ КОЛЛАЙДЕРА NICA С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ И НЕПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ

*В. В. Абрамов*<sup>1</sup>, *А. Алешко*<sup>2</sup>, *В. А. Басков*<sup>3</sup>, *Э. Боос*<sup>2</sup>,  
*В. Буничев*<sup>2</sup>, *О. Д. Далькаров*<sup>3</sup>, *Р. Эль-Холи*<sup>4</sup>, *А. Галоян*<sup>5</sup>,  
*А. В. Гуськов*<sup>6</sup>, *В. Т. Ким*<sup>7,8</sup>, *Е. С. Кокоулина*<sup>5,9</sup>, *И. А. Кооп*<sup>10,11,12</sup>,  
*Б. Ф. Костенко*<sup>13</sup>, *А. Д. Коваленко*<sup>5</sup>, *В. П. Ладыгин*<sup>5</sup>,  
*А. Б. Ларионов*<sup>14,15</sup>, *А. И. Львов*<sup>3</sup>, *А. И. Мильштейн*<sup>10,11</sup>,  
*В. А. Никитин*<sup>5</sup>, *Н. Н. Николаев*<sup>16,17</sup>, *А. С. Попов*<sup>10</sup>,  
*В. В. Полянский*<sup>3</sup>, *Ж.-М. Рихард*<sup>18</sup>, *С. Г. Сальников*<sup>10</sup>,  
*А. А. Шаврин*<sup>19</sup>, *П. Ю. Шатунов*<sup>10,11</sup>, *Ю. М. Шатунов*<sup>10,11</sup>,  
*О. В. Селюгин*<sup>14</sup>, *М. И. Стрикман*<sup>20</sup>, *Э. Томази-Густафссон*<sup>21</sup>,  
*В. В. Ужинский*<sup>13</sup>, *Ю. Н. Узиков*<sup>6,22,23,\*</sup>, *К. Вонг*<sup>24</sup>,  
*К. Жао*<sup>25,26</sup>, *А. В. Зеленов*<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий им. А. А. Логанова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>3</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

<sup>4</sup> Отдел астрономии факультета науки Каирского университета, Гиза, Египет

<sup>5</sup> Лаборатория физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина  
Объединенного института ядерных исследований, Дубна

<sup>6</sup> Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова  
Объединенного института ядерных исследований, Дубна

<sup>7</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

- <sup>8</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия
- <sup>9</sup> Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого,  
Гомель, Белоруссия
- <sup>10</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия
- <sup>11</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
- <sup>12</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
- <sup>13</sup> Лаборатория информационных технологий  
Объединенного института ядерных исследований, Дубна
- <sup>14</sup> Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова  
Объединенного института ядерных исследований, Дубна
- <sup>15</sup> Институт теоретической физики Гисенского университета  
им. Ю. Либиха, Гисен, Германия
- <sup>16</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау, Черногоровка, Россия
- <sup>17</sup> Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
- <sup>18</sup> Институт физики Лионского университета, UCBL–IN2P3–CNRS, Вийёрбан, Франция
- <sup>19</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
- <sup>20</sup> Государственный университет Пенсильвании, Лаборатория Дэви, Пенсильвания, США
- <sup>21</sup> DPhN, IRFU, CEA, Университет Париж–Сакле, Орсе, Франция
- <sup>22</sup> Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия
- <sup>23</sup> Физический факультет Московского государственного университета  
им. М. В. Ломоносова, Москва
- <sup>24</sup> Лаборатория ядерных исследований провинции Гуандун Института квантовой материи  
Южнокитайского университета, Гуанчжоу, Китай
- <sup>25</sup> Институт физики высоких энергий Китайской академии наук, Пекин
- <sup>26</sup> Университет Китайской академии наук, Пекин

В Объединенном институте ядерных исследований развивается проект ионного коллайдера NICA, базирующегося на нуклотроне, с целью проведения экспериментов с тяжелыми ионами при высоких энергиях. В общем контексте адронной физической программы NICA  $pp$ -,  $dd$ - и  $pd$ -столкновения с двойной поляризацией являются важным инструментом для детального изучения спиновой зависимости сильных нуклон-нуклонных взаимодействий даже при умеренных энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 3,4\text{--}10$  ГэВ, которые будут доступны уже на начальной стадии экспериментов как в упругом, так и в глубоконеупругом режимах. Особый интерес представляют взаимодействия в системах малого числа барионов на порогах рождения двойной странности, очарования, прелести. Так, упругое поляризованное  $pp$ - и  $pn$ -рассеяние на большие углы позволяет исследовать свойства гипотетических мультикварковых состояний и их связь со структурами, недавно обнаруженными коллаборацией LHCb. Рассеяние протонов и дейтронов на большие углы на дейтронах дает уникальную информацию о структуре

дейтрона на малых расстояниях, его ненуклонных степенях свободы, а также о явлении цветовой прозрачности. Кроме того, благодаря процессам протон-дейтронного рассеяния с двойной поляризацией можно тестировать Стандартную модель посредством поиска нарушения инвариантности относительно обращения времени (или CP-инвариантности при условии CPT-симметрии) и нарушения четности в односпиновом рассеянии. В данном обзоре содержатся предложения экспериментов с использованием детектора спиновой физики (SPD), которые могут быть выполнены уже на начальной стадии физической программы SPD. При этом наряду с поляризационными измерениями рассматриваются эксперименты и с неполяризованными пучками протонов и дейтронов, а также столкновения типа  $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$  и  $^{40}\text{Ca}-^{40}\text{Ca}$ .

The Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA) project is in progress at the Joint Institute for Nuclear Research and will start experiments with heavy ions. In the context of the NICA Hadronic Physics programme, double polarized  $pp$ ,  $dd$  and  $pd$  collisions even at lower energies of  $\sqrt{s_{NN}} = 3.4-10$  GeV, which will already be accessible at the initial stage of experiments, are essential tools for precise understanding of the spin dependence of the nucleon–nucleon strong interactions, in both elastic and deep-inelastic regimes. Of special interest is interaction in few-baryon systems at double strangeness, charm and beauty thresholds. For instance, polarized large-angle elastic  $pp$  and  $pn$  scattering near the charm threshold allows one to get an access to properties of possible exotic multiquark states and their relation to the states recently observed at LHCb. Large-angle scattering of protons and deuterons by the deuteron contains unique information on the short-range structure of the deuteron, its non-nucleonic degrees of freedom and also on color transparency phenomenon. Furthermore, double polarized proton–deuteron scattering offers a possibility to test the Standard Model through the search for time-invariance (or CP-invariance under CPT symmetry) violation and parity violation in single-polarized scattering. This paper contains suggestions for experiments with usage of the Spin Physics Detector (SPD) and discusses perspectives of the first stage of the SPD Programme. This includes experiments with non-polarized beams too as well as collisions like  $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$  and  $^{40}\text{Ca}-^{40}\text{Ca}$ .

PACS: 21.80.+a; 21.30.Fe; 21.30.-x; 21.45.-v; 25.45.De; 24.70.+s; 25.10.+s; 12.38.-t; 12.38.Qk; 13.60.-r; 13.75.-n; 13.85.-t; 13.85.Ni; 13.87.Fh; 13.88.+e; 24.10.Lx; 13.85.Ni; 14.20.-c; 13.85.-t; 14.40.-n; 14.40.Lb; 95.35.+d; 95.55.Vj; 96.50.sb; 12.39.-x; 12.40.-y; 24.85.+p; 13.85.Fb; 13.40.Em; 11.30.Er; 29.20.Dh; 29.27.Hj; 13.40.Gp; 14.20.Dh; 12.38.Lg; 13.75.Cs; 25.10.+s; 25.40.Ep; 24.10.Lx; 13.85.Ni; 14.20.-c; 25.40.Cm; 13.75.Cs; 13.88.+e; 25.75-q; 25.75.Bh; 25.75.Dw; 44.25.+f; 44.90.+c

## ВВЕДЕНИЕ. ТЕСТИРОВАНИЕ ОСНОВ КХД В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Стандартная модель (СМ) фундаментальных взаимодействий, сформулированная 50 лет назад как локальная калибровочно-инвариантная теория, основанная на спонтанно нарушенной симметрии  $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_c$ ,

блестяще подтверждена экспериментами в электрослабом секторе. В стадии экспериментальной проверки находится только та часть этой модели, которая связана с цветовой симметрией  $SU(3)_c$  — квантовой хромодинамикой (КХД), рассматриваемой в качестве основы сильных взаимодействий между кварками и глюонами.

При низких энергиях (ниже  $\sim 1$  ГэВ) сильное взаимодействие описывается в терминах адронов — барионов и мезонов, обменивающихся мезонами, в соответствии с киральной эффективной теорией поля, которая основана на спонтанном нарушении киральной симметрии лагранжиана КХД [1]. Последние достижения в нашем понимании свойств легких ядер и ядерных реакций, полученные в рамках этого подхода, изложены в работах [2, 3]. При больших энергиях и больших передачах 4-импульса пертурбативная квантовая хромодинамика (пКХД) описывает сильные взаимодействия в терминах кварков и глюонов, несущих цветовой заряд и подчиняющихся функциям партонного распределения (ФПР) адронов и ядер. Хотя эти две физические картины хорошо определены в соответствующих им энергетических масштабах, переход между ними не является надежно установленным. В то время как главной задачей многоцелевого детектора MPD (Multi-Purpose Detector) в проекте NICA является поиск фазового перехода барионной материи в кварк-глюонную плазму в столкновениях тяжелых ионов при высокой температуре и высокой плотности и изучение свойств ранней Вселенной на этом пути, основная цель в проекте детектора спиновой физики SPD (Spin Physics Detector) [4] на его первой стадии (при низких энергиях) иная и связана, в частности, именно с поиском переходной области от адронных степеней свободы к кварк-глюонным в теоретическом описании столкновений свободных нуклонов и легчайших ядер. КХД предсказывает, что адроны, рожденные в эксклюзивных процессах при достаточно высокой передаче 4-импульса, в конечном состоянии будут испытывать существенное подавление взаимодействия с ядерной средой. Это предсказание КХД, называемое цветовой прозрачностью (ЦП, color transparency) [5, 6], может помочь идентифицировать переход между двумя указанными альтернативными физическими картинами сильных взаимодействий при условии, что будет обнаружено начало проявления режима ЦП. Другой сигнал переходной области в структуре легчайших ядер связан с началом проявления размерного скейлинга, предсказанного в пКХД для эксклюзивных реакций. Явное проявление режима перехода к кварковым степеням свободы в сильных взаимодействиях дало бы образование мультикварковых состояний, таких как дибарионные резонансы, наблюдаемые в секторе легких кварков [7]. Рождение тяжелых кварков в малонуклонных системах может быть связано с образованием резонансов экзотического типа, таких как «октокварки»  $uuds\bar{u}ud$  и  $uudc\bar{c}uud$  [8], и наблюдаемое поведение двойной спиновой корреляции  $A_{NN}$  упругого  $pp$ -рассеяния вблизи порога рождения очарованных кварков, измеренной при больших углах рассеяния [9],

подтверждает это предположение. С другой стороны, важно понять, как это наблюдение связано с пентакварковыми состояниями  $uudc\bar{c}$ , найденными на LHCb [10]. SPD NICA имеет все возможности для изучения этих и других вопросов КХД. Более того, поляризационные наблюдаемые дают уникальную возможность поиска физики за пределами СМ посредством тестирования фундаментальных дискретных симметрий СМ, связанных с отражением пространства (P), времени (T) и зарядовым сопряжением (C). Одна из этих возможностей связана с рассеянием протона на дейтроне с двойной поляризацией, позволяющим провести поиск нарушения T-инвариантности (или CP-инвариантности при условии CPT-симметрии).

Эксперименты с неполяризованными сталкивающимися пучками тоже представляют значительный интерес как при изучении реакций на порогах рождения тяжелых кварков, так и при поиске режима цветовой прозрачности и начала скейлинга, а также мультикварковых (дибарионных) состояний.

## 1. УСТАНОВКА SPD И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА\*

Экспериментальная установка SPD была задумана как универсальный  $4\pi$ -детектор с расширенными возможностями регистрации треков и идентификации частиц, основанными на современных технологиях. Она сможет работать с пучками поляризованных протонов и нейтронов при энергии столкновений до 27 ГэВ и светимости до  $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (протон-протонные столкновения). Более детальное описание экспериментальной установки приведено в концептуальном проекте SPD (Conceptual Design Report) [4]. Кремниевый вершинный детектор будет обеспечивать координатное разрешение лучше 100 мкм, что необходимо для реконструкции первичных и вторичных вершин. Трековая система на основе строу-трубок в соленоидальном магнитном поле (до 1 Тл на оси детектора) должна обеспечивать разрешение по поперечному импульсу на уровне  $\sigma_{p_T}/p_T \approx 2\%$  для импульса частиц 1 ГэВ/c. Времяпролетная система с временным разрешением около 60 пс будет обеспечивать разделение на уровне  $3\sigma$  для  $\pi/K$  и  $K/p$  до 1,2 и 2,2 ГэВ/c соответственно. Возможное использование черенковского детектора на основе аэрогеля могло бы расширить этот диапазон. Регистрация фотонов будет обеспечена электромагнитным калориметром с энергетическим разрешением  $\sim 5\%/\sqrt{E}$  ГэВ. Для того чтобы минимизировать эффект многократного рассеяния и вероятность конверсии фотонов, количество материала во внутренней части детектора будет минимизировано. Пробежная система запланирована для идентификации мюонов. Она также может работать как

---

\*Этот раздел написан А. В. Гусковым (e-mail: alexey.guskov@cern.ch) и А. Д. Коваленко.

грубый адронный калориметр. Пара пучковых счетчиков и калориметров нулевого угла будет отвечать за локальную поляриметрию и контроль светимости. Для того чтобы минимизировать возможные систематические эффекты, SPD будет оснащен бестриггерной системой сбора данных.

Предполагается, что после запуска коллайдера до 30 % его рабочего времени будет посвящено экспериментам с поляризованными дейтронами и протонами. Так, поляризованные *pp*-, *dd*- и даже *pd*-столкновения в диапазоне энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 3,4\text{--}10$  ГэВ могут оказаться возможными уже на начальной стадии работы коллайдера. Самым доступным будет пучок поляризованных дейтронов из нуклотрона в диапазоне энергии 1–4 ГэВ/нуклон. Средняя светимость для *dd*-столкновений оценивается как  $8 \cdot 10^{27}\text{--}2,5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Стабильное направление вектора поляризации — вертикальное. Возможны столкновения как с одиночной поляризацией, так и с двойной. Поперечная поляризация пучка дейтронов может быть получена при специфическом значении энергии  $\sim 5,6$  ГэВ, соответствующем целому спиновому резонансу. Разумная интенсивность пучка поляризованных протонов из нуклотрона ( $\geq 10^{10}$  частиц/импульс) будет достигнута после сдачи в эксплуатацию новой системы инжекции легких ионов LILac, запланированной на 2025–2026 гг., и системы контроля спина, разработанной для ускорителя. Существующая цепочка инжекции протонов накладывает предел на интенсивность пучка из-за очень низкой выходной энергии линейного ускорителя (5 МэВ). Так, только эксперименты по накоплению пучка и его ускорению планируются на этапе ввода ускорителя в эксплуатацию. Реализация *pd*-режима — задача более сложная, так как в этом случае должны быть задействованы обе системы инжекции: HILac и LILac. Более того, при этом будет доступен только такой режим, при котором неполяризованный дейтрон сталкивается с поляризованным протоном. Максимальная светимость в симметричном *dp*-режиме, соответствующем равным импульсам сталкивающихся частиц на нуклон, может достигать  $2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при интенсивности пучка  $6 \cdot 10^{11}$  в каждом кольце коллайдера. Возможно на SPD и изучение столкновения легких ионов. Величина светимости таких столкновений может быть получена путем масштабирования светимости, приводимой для столкновений Au–Au:  $1 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ.

## 2. УПРУГОЕ *pN*-, *pd*- И *dd*-РАССЕЯНИЕ \*

Зависящая от спина теория Глаубера применяется для расчета спиновых наблюдаемых упругого *pd*-рассеяния при энергиях 3–50 ГэВ/с с использованием приведенных в литературных источниках *pp*-амплитуд, параметризован-

---

\*Этот раздел написан Ю. Н. Узиковым (e-mail: uzikov@jinr.ru).

ных в рамках формализма Редже. Вычислены векторные  $A_y^p, A_y^d$  и тензорные  $A_{xx}, A_{yy}$  анализирующие способности и спиновые корреляционные коэффициенты  $C_{y,y}, C_{x,x}, C_{yy,y}, C_{xx,y}$ , которые могут быть измерены на SPD NICA, что, таким образом, обеспечит тестирование используемых  $pN$ -амплитуд. Квазиупругое рассеяние  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  с образованием спин-синглетной пары  $pp(^1S_0)$  при нулевом угле рассеяния представляет особый интерес в виду возможности проведения полного поляризационного эксперимента. В данном разделе кратко рассматривается также упругое  $dd$ -рассеяние и  $pp$ -,  $pn$ -рассеяние с двойной поляризацией при больших углах рассеяния  $\theta_{\text{см}} = 90^\circ$  в с. п. м. около порога рождения очарованных кварков.

**2.1. Спиновые амплитуды  $pN$ -упругого рассеяния.** Упругое нуклон-нуклонное ( $NN$ ) рассеяние содержит фундаментальную информацию о динамике  $NN$ -взаимодействия и является одним из базовых процессов в физике атомных ядер и адронов. Восстановление спиновых амплитуд упругого  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния из данных по спиновым наблюдаемым  $pN$ -рассеяния систематически выполняет парциально-волновой анализ SAID [11] в области энергий в лабораторной системе до 3 ГэВ ( $p_{\text{lab}} \approx 3,8$  ГэВ/с) для  $pp$ -рассеяния и до 1,2 ГэВ ( $p_{\text{lab}} \approx 1,9$  ГэВ/с) для  $pn$ -рассеяния. При высоких энергиях имеется довольно неполная экспериментальная информация по упругому  $pp$ -рассеянию, в то время как данные для  $pn$ -системы очень скудны. В литературных источниках описаны несколько моделей и соответствующих параметризаций для  $pN$ -амплитуд. Некоторые из них получены в эйкональном приближении для начального импульса 6 ГэВ/с [12], а также для энергий LHC [13, 14] (см. разд.4). Ожидается, что при умеренных переданных импульсах  $-t$  и большой инвариантной массе  $s$  применима модель Редже для описания упругого  $pN$ -рассеяния. В литературных источниках приводятся несколько параметризаций для  $pN$ -амплитуд, полученных в рамках феноменологии Редже для значений  $s$  выше 6 ГэВ<sup>2</sup> ( $p_{\text{lab}} \geq 2,2$  ГэВ/с) [15] и для  $p_{\text{lab}} = 3-50$  ГэВ/с (соответствующих  $2,77 < \sqrt{s} < 10$  ГэВ) [16].

В предположении лоренц-инвариантности и сохранения четности упругое  $NN$ -рассеяние описывается восемью независимыми спиральными амплитудами  $\phi_i$  ( $i = 1 \dots 8$ ), определенными в работах [17, 18]. При выполнении инвариантности относительно обращения времени имеем шесть независимых амплитуд ( $\phi_5 = \phi_8, \phi_6 = \phi_7$ ), а для тождественных нуклонов  $pp$  и  $nn$  количество независимых спиральных амплитуд равно пяти ( $\phi_5 = -\phi_6, \phi_7 = -\phi_8$ ). Полная информация о спин-зависимых  $pN$ -амплитудах может быть получена, в принципе, из полного поляризационного эксперимента, который, однако, требует измерения 12 (10) независимых переменных при заданной энергии столкновения для  $pn$  (и  $pp$  или  $nn$ ) и, таким образом, представляет собой слишком сложную экспериментальную задачу. Другой возможный способ проверить существующие параметризации помимо прямого измерения спиновых наблюдаемых  $pN$ -упругого рассеяния — изучение спиновых эффек-

тов в упругом и квазиупругом рассеянии протон–дейтрон ( $pd$ ) и нейтрон–дейтрон ( $nd$ ). Ниже обсуждается поляризованное упругое  $pd$ -рассеяние на основе применения дифракционной теории Глаубера.

При больших значениях  $-t$ , соответствующих большим углам рассеяния в системе центра масс (с. ц. м.)  $pN$ -системы ( $\theta_{\text{cm}} \approx 90^\circ$ ), где модель Редже не может быть применена к  $pN$ -рассеянию, обнаружены интересные особенности в двойной спиновой асимметрии  $A_{NN}$  в упругом  $pp$ -рассеянии при импульсах  $p_{\text{lab}} = 5\text{--}10$  ГэВ/с в лабораторной системе. Общепринятое объяснение этих особенностей в литературных источниках отсутствует. В п. 2.5 представлен краткий обзор существующих моделей для этих процессов, основанных на использовании амплитуд пКХД и непертурбативных вкладов от экзотических мультикварковых резонансов.

**2.2. Поляризованное упругое дифракционное  $pd$ -рассеяние в рамках модели Глаубера.** Как было отмечено выше, возможным способом проверить существующие параметризации упругих  $pN$ -амплитуд будет изучение спиновых эффектов в упругом и квазиупругом протон–дейтронном ( $pd$ ) и дейтрон–дейтронном ( $dd$ ) рассеянии. При высоких энергиях и малой передаче 4-импульса  $t$   $pd$ -рассеяние может быть описано дифракционной теорией многократного рассеяния Глаубера, которая включает в себя амплитуды упругого  $pN$ -рассеяния на массовой поверхности в качестве исходных данных. Применение этой теории к спин-зависимым эффектам [19] демонстрирует хорошее согласие с данными по  $pd$ -рассеянию при энергии 1 ГэВ, если для вычислений использовать амплитуды  $pN$ -рассеяния из базы данных SAID [20–22].

Теория Глаубера с учетом зависимости от спина [19, 20] применена недавно [23] для вычисления спиновых наблюдаемых упругого  $pd$ -рассеяния при 3–50 ГэВ/с с использованием амплитуд упругого  $pp$ -рассеяния  $f_{pp}$ , параметризованных в работе [16] в рамках формализма Редже. Подход Редже позволяет построить  $pn$ - и  $\bar{p}N$ -амплитуды совместно с  $pp$ -амплитудами. Эта особенность модели позволяет провести тестирование широкого набора  $pN$ -амплитуд и/или проверить применимость самой модели Редже к  $pN$ -упругому рассеянию. Однако ввиду недостатка экспериментальной информации о спин-зависимых  $pn$ -амплитудах и с учетом того, что независимые от спина  $pp$ - и  $pn$ -амплитуды при высоких энергиях приблизительно одинаковы, в работе [23] в качестве первого приближения предполагалось, что  $f_{pn} = f_{pp}$ . Амплитуды упругого  $pN$ -рассеяния имеют вид [19]

$$M_N(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \sigma, \sigma_N) = A_N + C_N \sigma \hat{n} + C'_N \sigma_N \hat{n} + B_N(\sigma \hat{\mathbf{k}})(\sigma_N \hat{\mathbf{k}}) + \\ + (G_N + H_N)(\sigma \hat{\mathbf{q}})(\sigma_N \hat{\mathbf{q}}) + (G_N - H_N)(\sigma \hat{\mathbf{n}})(\sigma_N \hat{\mathbf{n}}), \quad (1)$$

где комплексные числа  $A_N$ ,  $C_N$ ,  $C'_N$ ,  $B_N$ ,  $G_N$ ,  $H_N$  определены из амплитудного анализа SAID [11] и параметризованы суммой гауссовых функций.



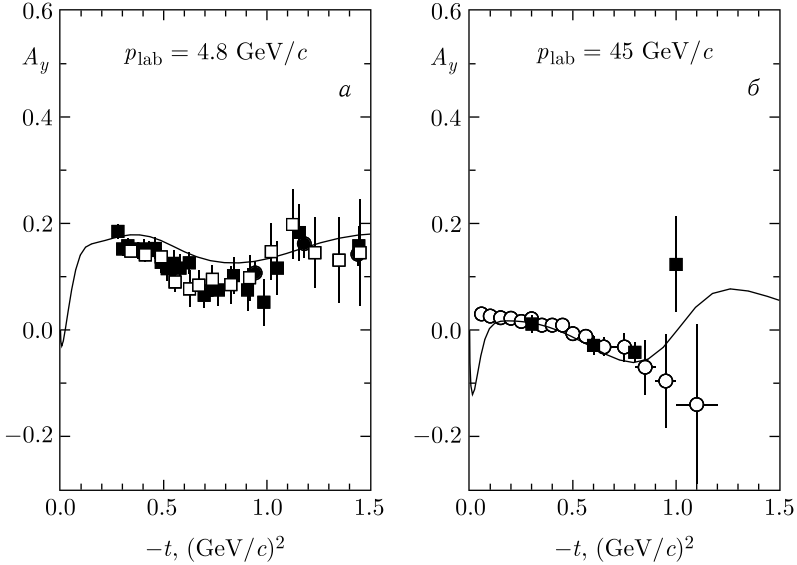


Рис. 1. Анализирующая способность  $A_y$  для упругого  $pp$ -рассеяния как функция передачи 4-импульса  $-t$ : а) при 4,8 ГэВ/с, данные взяты из [24] (черные квадраты — 4,4 ГэВ/с, светлые квадраты — 5,15 ГэВ/с) и [25] (кружки); б) при 45 ГэВ/с, данные взяты из [26] (квадраты) и [27] (кружки). Результаты вычислений [23], основанные на параметризации Редже из [16], показаны сплошной линией

Для члена двукратного рассеяния в  $pd$ -рассеянии единичные векторы  $\hat{\mathbf{k}}$ ,  $\hat{\mathbf{q}}$ ,  $\hat{\mathbf{n}}$  определены отдельно для каждого из  $NN$ -столкновений. Численные значения параметров гауссовых функций получены путем фитирования спиральных амплитуд из работы [16]. Эти параметры для  $p_{\text{lab}} = 45$  ГэВ/с приведены в работе [23]. Дифференциальное сечение упругого  $pp$ -рассеяния и векторная анализирующая способность  $A_y$  воспроизведены с этими параметризациями на том же уровне точности, что и в работе [16] в интервале переданного 4-импульса  $-t < 1,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Пример вычислений  $A_y$  при  $p_{\text{lab}} = 4,8$  и 45 ГэВ/с показан на рис. 1.

Спиновые наблюдаемые  $A_y$ ,  $A_{ij}$  и  $C_{ij,k}$ , рассматриваемые в статье [23], определены в обозначениях работы [28] следующим образом:

$$\begin{aligned}
 A_y^d &= \text{Tr } MS_y M^+ / \text{Tr } MM^+, & A_y^p &= \text{Tr } M\sigma_y M^+ / \text{Tr } MM^+, \\
 A_{yy} &= \text{Tr } MP_{yy} M^+ / \text{Tr } MM^+, & A_{xx} &= \text{Tr } MP_{xx} M^+ / \text{Tr } MM^+, \\
 C_{y,y} &= \text{Tr } MS_y \sigma_y M^+ / \text{Tr } MM^+, & C_{x,x} &= \text{Tr } MS_x \sigma_x M^+ / \text{Tr } MM^+, \\
 C_{xx,y} &= \text{Tr } MP_{xx} \sigma_y M^+ / \text{Tr } MM^+, & C_{yy,y} &= \text{Tr } MP_{yy} \sigma_y M^+ / \text{Tr } MM^+,
 \end{aligned} \tag{2}$$

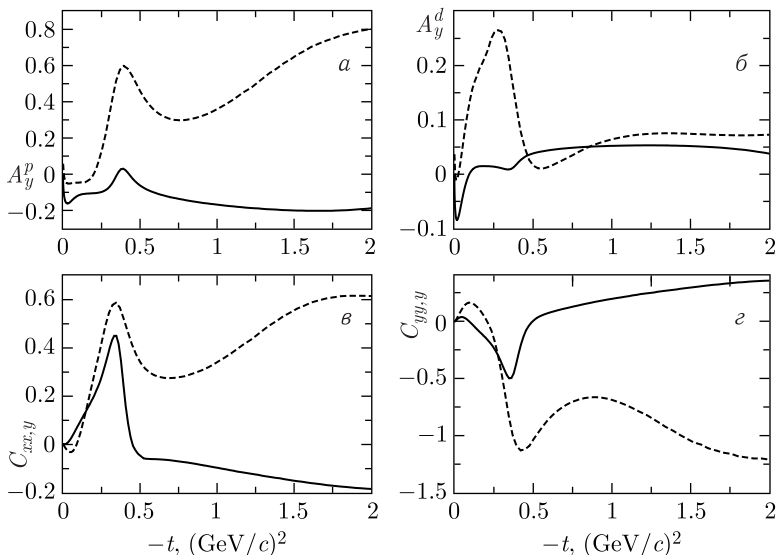


Рис. 2. Результаты для спиновых  $pd$ -наблюдаемых: анализирующая способность  $A_y$  (а, б) и корреляционные параметры  $C_{xx,y}$  и  $C_{yy,y}$  (в, г). Предсказания из [23] для  $p_{\text{lab}} = 4,8$  ГэВ/с обозначены штриховой линией, для 45 ГэВ/с — сплошной линией

где  $\mathcal{P}_{ij} = 3/2(S_i S_j + S_j S_i) - 2\delta_{ij}$  и  $S_j$  ( $j = x, y, z$ ) — декартовы компоненты оператора спина для системы с  $S = 1$ , оператор перехода  $M$  зависит от импульсов исходного ( $\mathbf{p}$ ) и конечного ( $\mathbf{p}'$ ) протонов и содержит спиновые матрицы Паули  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ . Мы используем мэдисоновскую систему отсчета с осями  $OZ \parallel \mathbf{p}$ ,  $OY \parallel [\mathbf{p} \times \mathbf{p}']$  и  $OX$ , выбранными такими, чтобы обеспечить правую систему координат.

Неполяризованное дифференциальное сечение, векторные ( $A_y^p$ ,  $A_y^d$ ) и тензорные ( $A_{xx}$ ,  $A_{yy}$ ) анализирующие способности и некоторые спиновые корреляционные параметры ( $C_{x,x}$ ,  $C_{y,y}$ ,  $C_{xx,y}$ ,  $C_{yy,y}$ )\* для упругого  $pd$ -рассеяния были вычислены при  $p_{\text{lab}} = 4,85$  и 45 ГэВ/с и при  $0 < -t < 2$  ГэВ<sup>2</sup> с использованием  $pN$ -амплитуд из работы [16]. Результаты, полученные для  $A_y^p$ ,  $A_y^d$ ,  $C_{xx,y}$  и  $C_{yy,y}$ , представлены на рис.2. Как показано в работе [23], имеющиеся данные по упругому дифференциальному сечению  $pd$ -рассеяния в переднюю полусферу хорошо описываются этой моделью. Наиболее чувствительными к спин-зависимым  $pN$ -амплитудам являются векторная анализирующая способность  $A_y$  и спиновые корреляционные пара-

\*Здесь мы используем обозначения из работы [28].

метры  $C_{x,x}$  и  $C_{y,y}$ . Так, даже определение отношения  $A_y^d/A_y^p$  при низких значениях  $t$  дает ценную информацию по поперечному спин-спиновому члену в  $NN$ -амплитудах [29]. Наоборот, тензорные анализирующие способности  $A_{xx}$  и  $A_{yy}$  очень слабо чувствительны к этим амплитудам и слабо меняются с увеличением энергии. Вычисленные в работе [23] поляризационные наблюдаемые могут быть измерены на SPD NICA, что обеспечит тестирование используемых  $pN$ -амплитуд. Соответствующее дифференциальное сечение достаточно велико в рассматриваемой области  $p_{\text{lab}} = 3\text{--}50$  ГэВ/с и  $|t| = 0\text{--}2$  ГэВ<sup>2</sup>,  $d\sigma/dt > 0,1$  мб/ГэВ<sup>2</sup>. Ожидаемая скорость счета событий  $N$  при  $p_{\text{lab}} = 50$  ГэВ/с ( $q_{pp}^{\text{cm}} = 5$  ГэВ/с) для светимости  $L = 5 \cdot 10^{30}$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> и телесного угла  $\Delta\Omega = 0,03$  равна  $N \geq 10^2$  с<sup>-1</sup>.

Протон-нуклонные спиральные амплитуды  $\phi_5$  и  $\phi_1 + \phi_3$ , которые могут быть протестированы в описанной выше процедуре, необходимы для поиска эффектов нарушения инвариантности относительно обращения времени в  $pd$ -рассеянии с двойной поляризацией [30, 31]. Данные спиновых корреляционных параметров упругого  $pp$ -рассеяния, проанализированные в рамках эйкональной модели [13], позволят получить пространственную структуру спин-зависимых адронных сил [32].

**2.3. Квазиупругое  $pd$ -рассеяние  $p + d \rightarrow \{pp\}({}^1S_0) + n$ .** Спиновая структура амплитуды реакции квазиупругого  $pd$ -рассеяния с образованием  $pp$ -пары при малой энергии возбуждения  $\leq 3$  МэВ

$$p + d \rightarrow \{pp\}({}^1S_0) + n \quad (3)$$

представляет особый интерес. В этой реакции конечная  $pp$ -пара находится в состоянии  ${}^1S_0$  относительного движения, таким образом, число независимых элементов матрицы перехода уменьшается до шести вместо двенадцати для упругого  $pd$ -рассеяния. В силу того, что угловой момент  $pp({}^1S_0)$ -пары нулевой, в коллинеарной кинематике матричный элемент перехода этой реакции полностью описывается двумя независимыми амплитудами  $\mathcal{A}$  и  $\mathcal{B}$  следующим образом:

$$\mathcal{F} = \mathcal{A}(\mathbf{e} \cdot \mathbf{k})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}) + \mathcal{B}\mathbf{e} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{k}$  — единичный вектор, направленный вдоль пучка;  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации дейтрона;  $\boldsymbol{\sigma}$  — матрица Паули. Модули этих амплитуд и косинус относительной фазы  $\varphi_{AB}$  могут быть определены измерением неполяризованного сечения реакции  $d\sigma_0$  и тензорных анализирующих способностей  $T_{20} = A_{zz}/\sqrt{2}$  и  $A_{yy}$ . Для того чтобы измерить синус относительной фазы  $\varphi_{AB}$ , достаточно определить только знак спинового корреляционного коэффициента  $C_{xz,y}$ .

В рамках приближения однократного  $pn$ -рассеяния теоретический анализ этой реакции становится наиболее простым. В этом случае амплитуды  $\mathcal{A}$  и

$B$  (3) выражаются через спиновые амплитуды реакции перезарядки:

$$p + n \rightarrow n + p. \quad (5)$$

Матричный элемент перехода реакции (5) при нулевом угле рассеяния может быть записан как

$$f_{12}^{\text{coll}} = \alpha + \beta(\sigma_1 \cdot \sigma_2) + (\varepsilon - \beta)(\sigma_1 \cdot \mathbf{k})(\sigma_2 \cdot \mathbf{k}), \quad (6)$$

где  $\sigma_1$  ( $\sigma_2$ ) — матрица Паули, действующая в пространстве спинов первого (второго) нуклона.

Мы можем показать, что измерение  $d\sigma_0$  и  $T_{20}$  дает модули  $|\varepsilon|$  и  $|\beta|$ , а косинус относительной фазы (или  $\text{Re } \varepsilon\beta^*$ ) определяется спиновыми корреляционными параметрами  $C_{x,x} = C_{y,y}$ . Для того чтобы измерить синус этой фазы ( $\text{Im } \varepsilon\beta^*$ ), нужно определить знак  $C_{xz,y} (= -C_{yz,x})$ . Таким образом, при измерении  $d\sigma_0$ ,  $T_{20}$ ,  $C_{y,y}$  и определении знака  $C_{xz,y}$  при нулевом угле рассеяния полностью находятся спиновые амплитуды  $\varepsilon$  и  $\beta$ .

**2.4. Упругое  $dd$ -рассеяние.** Спиновые наблюдаемые упругого  $dd$ -рассеяния в передней полусфере также могут быть применены для тестирования спин-зависимых амплитуд упругого  $pN$ -рассеяния, так как модель Глаубера может быть использована для описания этих наблюдаемых. Неполаризованное дифференциальное  $dd$ -сечение, измеренное при энергиях  $\sqrt{s} = 53\text{--}63$  ГэВ [33], было хорошо описано модифицированной теорией Глаубера, включающей в себя неупругие поправки Грибова. При более низких энергиях, соответствующих области SPD NICA, можно ожидать, что неупругие поправки не важны, что может быть проверено прямым вычислением неполяризованного сечения и последующим сравнением с имеющимися данными. В этих вычислениях рассмотренные выше спин-зависимые амплитуды упругого  $pd$ -рассеяния [23] могут быть использованы как входные параметры для вычислений  $dd$ -рассеяния в модели Глаубера.

При больших углах рассеяния  $\theta_{\text{cm}} \sim 90^\circ$  процессы  $pd \rightarrow pd$  и  $dd \rightarrow dd$  чувствительны к короткодействующей (шестикварковой) структуре дейтрона. Таким образом, измерение любой наблюдаемой этих процессов при больших значениях  $\theta_{\text{cm}}$  будет важно для поиска нуклонных степеней свободы дейтрона.

**2.5. Упругое  $pN$ -рассеяние с двойной поляризацией при больших углах.** Упругое  $pp$ - и  $pn$ -рассеяние при высоких энергиях  $\sqrt{s} = 5\text{--}7$  ГэВ и большом переданном импульсе  $-t = 5\text{--}10$  ГэВ<sup>2</sup> определяется короткодействующей частью  $NN$ -взаимодействия, соответствующей малым расстояниям между нуклонами  $r_{NN} \sim \hbar/\sqrt{-t} \leq 0,1$  фм. Есть три следующих аспекта динамики КХД в этих процессах.

Во-первых, дифференциальное сечение  $d\sigma^{pp}/dt(s, \theta_{\text{cm}})$  при фиксированном угле  $\theta_{\text{cm}} \sim 90^\circ$ , в целом, следует правилу кваркового счета пКХД

$d\sigma^{pp}/dt(s, \theta_{cm}) \sim s^{-10}$  [34–37]. Однако явное расхождение с этим предсказанием в виде осцилляций, появляющихся с возрастанием энергии, наблюдается в области  $s = 10\text{--}40 \text{ ГэВ}^2$  [34–37]. Нерегулярности в зависимости от энергии на уровне  $\sim 50\%$  имеются в области, в которой величина упругого  $pp$ -сечения падает на восемь порядков.

Во-вторых, аномальные поляризационные асимметрии наблюдались в жестком  $pN$ -рассеянии при  $p_{lab} = 11,75 \text{ ГэВ}/c$  [9, 38, 39]. Упругое  $pp$ -сечение со спинами протонов, параллельными и перпендикулярными плоскости рассеяния, примерно в четыре раза больше, чем сечение с антипараллельными спинами. Трудность в интерпретации этого эффекта заключается в том, что, для того чтобы сгенерировать эффект такой большой поляризации, нужно иметь большой вклад амплитуды с двойным переворотом спиральности  $\phi_2$  или незначительный вклад амплитуды  $\phi_1$ , сохраняющей спиральность. Однако в пКХД, напротив, вклад  $\phi_2$  наиболее подавлен, а вклад  $\phi_1$  наибольший [40]. Предсказываемая в рамках пКХД (в модели с обменом кварками) двойная спиновая асимметрия  $A_{NN}$  не зависит от энергии [41, 42], в то время как измеренная асимметрия демонстрирует «осциллирующую» энергетическую зависимость.

В-третьих, предсказания КХД для жесткого  $NN$ -рассеяния связаны с явлением ЦП, т. е. уменьшением поглощения в ядерной среде адронов (и мезонов, и барионов), рожденных в жестких процессах [5, 6]. Находясь в точно-подобной конфигурации, которая выделяется механизмом большой передачи импульса, начальный и конечный адроны, участвующие в жестком процессе, имеют малый цветовой дипольный момент и, таким образом, малое сечение взаимодействия с ядерной средой. Эти ожидания вылились в большую теоретическую и экспериментальную активность в 1990-е гг. Эффект ЦП наблюдается для жесткого рождения  $q\bar{q}$ -системы, в то время как подобный эффект для  $qqq$  не очевиден. Данные [43, 44] по реакции  $p + A \rightarrow pp + X$  на  $^{12}\text{C}$  и  $^{27}\text{Al}$  показывают снова эффект «осцилляции», т. е. прозрачность растет с увеличением импульса до  $p_{lab} = 9 \text{ ГэВ}/c$  и затем спадает ниже предсказанной в модели Глаубера при  $14 \text{ ГэВ}/c$ .

Попытка связать все три выше изложенных аспекта в один подход была предпринята в работе [40]. Однако последние измерения сечения реакции  $^{12}\text{C}(e, ep)X$  при  $Q^2 = 8\text{--}14 \text{ (ГэВ}/c)^2$  [45] не показывают эффекта ЦП, и этот факт вызывает новые вопросы по поводу анализа, сделанного в работе [40]. С другой стороны, наблюдаемые большие вариации в спиновых корреляциях упругого  $pp$ -рассеяния согласно работе [8] находятся в согласии с образованием в  $s$ -канале «октокварковых» резонансов  $uuds\bar{s}uud$  и  $uud\bar{c}uud$  около порогов рождения странности и очарования соответственно. Появление вариаций с увеличением энергии объясняется как результат интерференции фоновой амплитуды пКХД с непертурбативными резонансными амплитудами. Далее, модель [8] дает описание осцилляций в неполяризованном дифферен-

циальном упругом  $pp$ -сечении. Нужно отметить, однако, что другое объяснение эффекта осцилляций в  $d\sigma^{pp}/dt(s, \theta_{\text{cm}})$  было предложено в работе [46].

Рассмотренные вопросы о новых типах резонансов с очарованными кварками [47] становятся особенно интересными после наблюдения эффектов усиления в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ , интерпретированных как проявление пентакварка  $uudc\bar{c}$  [10] (см. также [47]). Большого понимания по этому вопросу можно получить из данных по упругому  $pn$ -рассеянию при больших углах. Различная спин-изоспиновая структура элементов матрицы перехода для рождения  $J/\psi$  в  $pn$ - и  $pp$ -столкновениях около порога [48] означает, что спиновые наблюдаемые в упругом  $pn$ -рассеянии могут дать ценную независимую информацию по рассматриваемой динамике. Данные по этим наблюдаемым практически отсутствуют в рассматриваемом диапазоне энергии. Задача получить такие данные в интервале энергии  $\sqrt{s_{NN}} \approx 3\text{--}5$  ГэВ из реакций  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow pn p$  и  $\vec{d}\vec{d} \rightarrow pn p n$  может быть реализована на SPD NICA.

Нуклон-нуклонное упругое рассеяние — основной процесс в физике атомного ядра и взаимодействий адронов с ядром. Существующие модели и соответствующие параметризации  $pp$ -амплитуд в области малых переданных импульсов могут быть эффективно протестированы измерением спиновых наблюдаемых упругого  $pd$ - и  $dd$ -рассеяния и последующим сравнением с результатами соответствующих вычислений в модели Глаубера. Спиновые наблюдаемые упругого  $pd$ -рассеяния согласно оценкам из работы [23] оказались не слишком малы, следовательно, могут быть измерены на будущей установке SPD NICA. Как расширение этого исследования могут быть изучены также квазиупругие процессы  $pd \rightarrow n\{pp\}_s$  и  $pd \rightarrow p\{pn\}_s$  с образованием спин-синглетной конечной  $NN$ -пары при малой энергии возбуждения (менее 3 МэВ) в состоянии  $^1S_0$  относительного движения.

### 3. ПЕРИФЕРИЯ НУКЛОНА В ДИФРАКЦИОННОМ $pp$ -РАССЕЯНИИ\*

В данном разделе приводится мотивация для прецизионного изучения высокоэнергетического дифракционного рассеяния протонов при  $|t| \lesssim 1$  ГэВ<sup>2</sup> в эксперименте SPD. Небольшие осцилляции в  $t$ -зависимости дифференциального сечения при малых и средних значениях  $t$ , наблюдаемые ранее в ИФВЭ (Протвино), ISR и Фермилаб, а теперь еще и на LHC, вероятно, связаны со структурой протона при прицельных параметрах, которые превышают размер кваркового кора протона и, таким образом, указывают на участие мезонной периферии нуклона в дифракционном рассеянии. Эксперимент SPD может

---

\*Этот раздел написан В. А. Басковым, О. Д. Далькаровым, А. И. Львовым (e-mail: lvov@x4u.lebedev.ru) и В. В. Полянским.

предоставить новые точные данные по малоугловому упругому  $pp$ -рассеянию для исследования этого явления.

Рассеяние адронов высоких энергий при малых значениях  $t$  обычно описывается простой феноменологической зависимостью  $d\sigma/dt = Ae^{Bt}$  (не применимой в кулоновской области  $|t| \lesssim 0,01$  ГэВ<sup>2</sup> и при  $|t| \gtrsim 0,4$  ГэВ<sup>2</sup>). В представлении прицельного параметра такая зависимость соответствует гауссовой профильной функции  $\Gamma(b) \sim \exp(-b^2/2B)$  со средним поперечным размером  $\langle b^2 \rangle^{1/2} = B^{1/2} \sim 0,6$  фм, когда  $B \sim 10$  ГэВ<sup>-2</sup>. Это значение хорошо соответствует размеру кваркового кора нуклона  $r_q \sim 0,4-0,5$  фм, в котором сосредоточена основная масса нуклона (а также энергия и импульс).

С другой стороны, часть нуклонных компонент явно расположена на больших расстояниях, причем пионное облако является наиболее очевидным примером. Первые свидетельства эффекта пионного облака в дифракционном рассеянии, включая быстрое изменение эффективного наклона  $B$  при  $|t| \sim 0,1$  ГэВ<sup>2</sup>  $\approx 4m_\pi^2$ , были обнаружены при измерениях ISR (подробный обзор данных ISR можно найти в работе [49]).

Первые объяснения этого явления (предположительно эффекта пионного облака) были представлены Ансельмом и Грибовым [50] (см. также [51, 52]). Вскоре в ИФВЭ был проведен специальный эксперимент [53] для проверки результатов ISR. Однако, помимо подтверждения результатов ISR, была найдена еще одна осцилляция в дифференциальном сечении при  $|t| \sim 0,5$  ГэВ<sup>2</sup>. Будучи расположенной при более высоких  $t$ , она может быть связана с более тяжелыми мезонами вокруг протона (но не с векторными мезонами, которые слишком тяжелые).

Недавно С. П. Денисов и др. [54] выдвинули идею продолжить изучение упругого  $pp$ -рассеяния в данной кинематической области в ИФВЭ, и предложение провести подобный эксперимент на установке SPD было напрямую мотивировано идеями Денисова.

Важно отметить, что эксперимент в ИФВЭ — не единственная работа, которая указывает на осцилляцию при  $|t| \sim 0,5$  ГэВ<sup>2</sup> в тонкой структуре дифракционного конуса  $pp$ . На рис. 3 приведены наиболее точные данные трех экспериментов: ИФВЭ [53] (при импульсе протонного пучка  $p = 60$  ГэВ/с), ISR [49] (при полной энергии  $\sqrt{s} = 52,8$  ГэВ) и Фермилаб [55] (при  $p = 200$  ГэВ/с). Также обширная компиляция и параметризация мировых данных представлена в работе [56] в сравнении с экспоненциальной формой  $F(t) = Ae^{Bt+Ct^2}$  за пределами кулоновской области малых значений  $|t|$  и области  $|t| \lesssim 0,1$  ГэВ<sup>2</sup>, где влияние пионного облака вносит свой вклад. 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 этой области вполне оправданы.

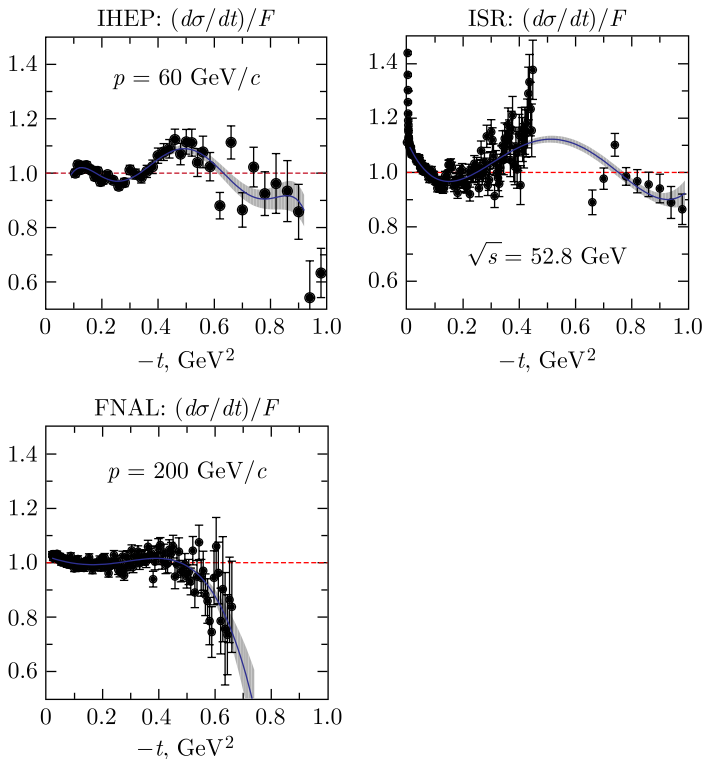


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Отклонения дифференциального сечения  $pp$  от гладких зависимостей  $F(t) = Ae^{Bt+Ct^2}$  (данные взяты из ИФВЭ, ISR и Фермилаб, см. в тексте). Сплошной синей линией обозначено полиномиальное сглаживание показанных соотношений, сплошной серой полосой — статистические ошибки при фитировании полиномом

В принципе, информацию о сглаженных отношениях  $R(t) = (d\sigma/dt)/F(t)$  можно было бы использовать для оценки амплитуды  $pp$ -рассеяния  $f(s, t)$ , а затем с помощью преобразования Фурье–Бесселя можно было бы найти профильную функцию  $\Gamma(b)$  прицельного параметра  $b$  [57]. Пик в  $f(s, t)$  при  $|t| \sim 0,5$  ГэВ<sup>2</sup> соответствует пику профильной функции  $\Gamma(b)$  на больших расстояниях  $b \sim 7,0/\sqrt{|t|} \sim 2$  фм (здесь 7,0 — второй максимум функции Бесселя  $J_0(x)$ ). Однако прямолинейный расчет  $\Gamma(b)$  этим способом не дает надежных результатов в области, в которой  $\Gamma(b)$  становится очень маленькой и чувствительной к предполагаемой фазе используемой амплитуды, ее спиновой структуре, поведению при более высоких значениях  $|t|$  и т.д. В действительности для анализа данных по описанной осцилляции нужно использовать более сложные и непрямые подходы (см., например, [58–60]).



Чтобы охватить интересующую область  $|t| \sim 0,1-0,8 \text{ ГэВ}^2$ , экспериментальная установка должна регистрировать протоны (на совпадение), которые рассеяны под углами  $\theta \sim 3-10^\circ$ , для чего, в свою очередь, нужны детекторы, расположенные на расстоянии  $R \sim 4-15 \text{ см}$  от оси пучка. Точность определения квадрата переданного импульса  $t$  в отдельных событиях упругого  $pp$ -рассеяния должна быть лучше, чем  $\Delta t \sim 0,01-0,02 \text{ ГэВ}^2$ , что может быть достигнуто с помощью трековых торцевых детекторов при угловом разбросе сталкивающихся протонов, определяемом эмиттансом пучка и бета-функцией в точке взаимодействия.

Дополнительные измерения  $d\sigma/dt$  и/или поляризационных наблюдаемых при более высоких значениях  $t$  тоже желательны, так как не требуют высокой точности в определении  $t$  [61].

Вершинный детектор, трековая система и программное обеспечение для реконструкции треков в SPD достаточны для идентификации и регистрации  $pp$ -упругих событий при энергиях  $\sqrt{s} \lesssim 15 \text{ ГэВ}$ . При более высоких энергиях и меньших углах, при которых рассеянные протоны летят очень близко к трубе с пучком, установка вблизи трубы быстрых детекторов позволит изучить обсуждаемую аномалию при самых высоких энергиях SPD NICA. Для определения моментов попадания летящих вперед протонов (возможно, с помощью так называемой системы идентификации частиц) детекторы должны иметь временное разрешение  $\Delta T \lesssim 50 \text{ пс}$ .

#### **4. СТРУКТУРА АДРОНОВ И СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ АДРОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA\***

В данном разделе анализируются спиновые эффекты в упругом протон-протонном рассеянии при энергиях NICA, показана необходимость исследования области дифракционного минимума дифференциальных сечений, а также представлена оценка величины спиновых эффектов для различных энергий NICA в рамках новой высокоэнергетической модели с учетом обобщенной структуры адронов (HEGS).

Одна из самых важных задач современной физики — исследование основных свойств взаимодействия адронов. Динамика сильных взаимодействий находит самое полное представление в упругом рассеянии. Именно эти процессы позволят проверить результаты, полученные из основных принципов квантовой теории поля: введенную Н. Н. Боголюбовым [62] в теорию дисперсионных соотношений концепцию амплитуды рассеяния как единой аналитической функции ее кинематических переменных, связывающей различные каналы реакций. Сейчас многие вопросы взаимодействий адронов связаны с

---

\*Этот раздел написан О. В. Селюгиным (e-mail: selugin@theor.jinr.ru).

современными проблемами астрофизики, такими как унитарность и оптическая теорема [63], и проблемами барион-антибарионной симметрии и нарушением CP-инвариантности [30]. Основная область упругого рассеяния — малые углы. Только в этой области взаимодействий мы можем измерить основные свойства, которые определяют адронную структуру. Их значения связаны, с одной стороны, с крупномасштабной структурой адронов и, с другой стороны, с первыми принципами, которые приводят к теоремам о поведении амплитуд рассеяния при асимптотических энергиях [64, 65].

Современное изучение упругого рассеяния протонов с высокой энергией приводит к нескольким неожиданным результатам, изложенным, например, в работах [66, 67]. Спиновые амплитуды упругого  $NN$ -рассеяния отражают спиновую структуру нуклона. Без знания спиновых  $NN$ -амплитуд невозможно понять спиновую зависимость рассеяния нуклонов на ядрах. В современном представлении структура адронов определяется обобщенными функциями партонных распределений (ОПР), которые включают в себя соответствующие функции стандартных партонных распределений. Правила сумм [68] позволяют получить упругие формфакторы (электромагнитный и гравитомангнитный) из первого и второго интегральных моментов ОПР. Это приводит к замечательным свойствам ОПР — соответствиям между упругими и неупругими процессами рассеяния адронов. Отметим, что различные модели, учитывающие непертурбативный инстантонный вклад, приводят к достаточно большим спиновым эффектам при высоких энергиях [69, 70]. Исследование таких спиновых эффектов очень важно для проверки моделей и понимания взаимодействия и структуры частиц, особенно на больших расстояниях. Существуют большие программы исследования спиновых эффектов на различных ускорителях. Особенно необходимо отметить исследовательскую программу на NICA, на которой будет осуществлена поляризация обоих пучков коллайдера. Соответственно, очень важно получить обоснованные количественные предсказания для величины спиновых асимметрий в области энергий NICA.

Конструктивно на SPD NICA обрезаются рассеянные протоны с очень малыми передачами импульса. Если на первом шаге работы SPD NICA углы начинаются с 16 мрад, то минимум передачи импульса, который может быть измерен, больше чем  $-0,01 \text{ ГэВ}^2$ . Следовательно, приходится исключить из исследования область кулон-ядерной интерференции, в которой может быть определена вещественная часть амплитуды без переворота спина. Поэтому необходимо исследовать область дифракционного минимума, в которой мнимая часть амплитуды без переворота спина меняет знак. Отметим, что в некоторых моделях отсутствие второго дифракционного минимума объясняется вкладом в дифференциальное сечение амплитуды с переворотом спина [71]. Также интерференция адронной и электромагнитной амплитуд может давать важный вклад не только при очень малой передаче импульса, но и в области дифракционного минимума [72]. Однако для этого необходимо знать фазу

интерференции кулоновской и адронной амплитуд при достаточно больших передачах импульса.

Используя имеющуюся модель упругого нуклонного рассеяния при высоких энергиях  $\sqrt{s} > 9$  ГэВ – 14 ТэВ [58, 73], которая включает в себя минимум свободных параметров, мы собираемся развить ее расширенную версию с целью описать все доступные данные по эффективному сечению и корреляционным спиновым параметрам при понижении энергии вплоть до области SPD NICA. Модель будет основана на полученной информации по ОНР в адронах, электромагнитным и гравитомагнитным формфакторам нуклонов. Она будет учитывать требования аналитичности и унитарности и обеспечивать совместимость с пределом высоких энергий, в котором доминирует обмен помероном.

**4.1. Модель HEGS и спиновые эффекты в области дифракционного минимума.** Дифференциальные сечения упругого нуклон-нуклонного рассеяния могут быть записаны как сумма различных спиральных амплитуд:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi}{s^2} (|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 + |\Phi_4|^2 + 4|\Phi_5|^2), \quad (7)$$

$$A_N \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{4\pi}{s^2} [\text{Im} (\Phi_1(s, t) + \Phi_2(s, t) + \Phi_3(s, t) - \Phi_4(s, t) \Phi_5^*(s, t))] \quad (8)$$

и

$$A_{NN} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi}{s^2} [\text{Re} (\Phi_1(s, t) \Phi_2^*(s, t) - \Phi_3(s, t) \Phi_4^*(s, t) + |\Phi_5(s, t)|^2)]. \quad (9)$$

Модель HEGS [58, 73] учитывает все пять электромагнитных спиральных амплитуд. Электромагнитная амплитуда может быть вычислена в рамках КЭД. В приближении высоких энергий для амплитуд без переворота спина можно получить [74]

$$F_1^{\text{em}}(t) = \alpha f_1^2(t) \frac{s - 2m^2}{t}, \quad F_3^{\text{em}}(t) = F_1^{\text{em}}, \quad (10)$$

а для амплитуд с переворотом спина, включая электромагнитные и адронные взаимодействия, каждая амплитуда  $\phi_i(s, t)$  может быть записана как

$$\phi_i(s, t) = F_i^{\text{em}} \exp(i\alpha\varphi(s, t)) + F_i^h(s, t). \quad (11)$$

Здесь  $\varphi(s, t) = \varphi(t) - \varphi_{\text{Ch}}(s, t)$ , где  $\varphi_C(t)$  вычисляется во втором борновском приближении, позволяющем оценить величину кулон-адронного интерференционного члена  $\varphi_{\text{Ch}}(s, t)$ . Величина  $\varphi(s, t)$  была рассчитана при больших передачах импульса, включая область дифракционного минимума (см. работы [72, 75, 76] и ссылки в них).

Определим адронные амплитуды без переворота спина как

$$F_{\text{nf}}^h(s, t) = [\Phi_1(s, t) + \Phi_3(s, t)]/2. \quad (12)$$

Модель основана на идее, что при высоких энергиях взаимодействие адронов в непертурбативном режиме определяется реджезованным глюонным обменом. Кроссинг-четная часть этой амплитуды может иметь две непертурбативные части: возможный вклад стандартного померона ( $F_{2np}$ ), определяемого двухглюонным обменом, и кроссинг-четная часть трех непертурбативных глюонов  $F_{3np}$ . Эти объекты взаимодействуют с адронами пропорционально двум различным адронным формфакторам — электромагнитному и гравитомагнитному. Это основное предположение модели. Второе важное предположение — это то, что наклон второго члена в 4 раза меньше, чем наклон первого члена, по аналогии с разрезами двух померонов. Оба члена имеют один и тот же интерес.

Формфакторы адронов определяются ОНР адрона. Первый формфактор, соответствующий первому моменту ОНР, — стандартный электромагнитный формфактор  $G(t)$ . Второй формфактор  $A(t)$  определяется вторым моментом ОНР. Параметры и  $t$ -зависимость ОНР определяются стандартными партонными функциями распределения, т. е. согласно экспериментальным данным по глубоконеупругому рассеянию и по электромагнитным формфакторам (см. [13]). Вычисления формфакторов были выполнены в работе [77]. Конечная амплитуда упругого рассеяния адронов получается после унитаризации борновской амплитуды. При больших значениях  $t$  наши модельные вычисления расширяются до  $-t = 15 \text{ ГэВ}^2$ . Также учитывается малый вклад энергонезависимой части амплитуды с переворотом спина в форме, подобной в работе [78] и проанализированной в [14]:

$$F_{sf}(s, t) = h_{sf} q^3 F_1^2(t) e^{-B_{sf} q^2}. \quad (13)$$

Энергозависимая часть амплитуды с переворотом спина соответствует основной амплитуде без переворота спина, но с дополнительным кинематическим фактором и наклоном, увеличенным в 2 раза, согласно анализу, проведенному в работах [79,80]. Формфакторы, входящие в амплитуду с переворотом спина, определяются ОНР  $H(s, t, x)$  и  $E(s, t, x)$ , которые включают в себя соответствующие партонные распределения. Данная модель очень проста с точки зрения количества фитируемых параметров и функций. Нет никаких искусственных функций или разрезов, которые ограничивают разделение частей амплитуды какой-нибудь областью передачи импульса. В этой работе ограничим наше исследование анализом величины  $A_N$ , по которой существуют экспериментальные данные для области энергий NICA. В стандартной физической картине амплитуды с однократным и двойным переворотом спина соответствуют спин-орбитальному ( $LS$ ) и спин-спиновому ( $SS$ ) членам взаимодействия. Вклад адронных амплитуд с двойным переворотом спина в величину  $A_N$  уже при  $p_L = 6 \text{ ГэВ}/c$  является эффектом второго порядка малости по сравнению с вкладом из амплитуды с однократным переворотом спина. Следуя обычному высокоэнергетическому приближению для спираль-

ных амплитуд при малой передаче импульса, мы предполагаем, что  $\Phi_1 = \Phi_3$ , и можно пренебречь вкладом адронных частей  $\Phi_2 - \Phi_4$ . Отметим, что если  $\Phi_1, \Phi_3, \Phi_5$  имеют одинаковые фазы, то их интерференционный вклад в анализирующую способность  $A_N$  будет нулевым, хотя величина адронной амплитуды с переворотом спина может быть большой. Следовательно, если эта фаза имеет различные  $s$ - и  $t$ -зависимости, вклад адронной амплитуды с переворотом спина в величину  $A_N$  может быть нулевым при значениях  $s_i, t_i$  и ненулевым при других значениях  $s_j, t_j$ .

Исследуем форму дифференциального сечения в области передачи импульса, в которой дифракционные свойства упругого рассеяния проявляются наиболее сильно, — область дифракционного минимума. Форма и зависимость дифракционного минимума от энергии очень чувствительны к различным частям амплитуды рассеяния. Смена знака мнимой части амплитуды рассеяния определяет положение минимума и его движение с изменением энергии. Вклады вещественной части амплитуды рассеяния без переворота спина и квадрата амплитуды с переворотом спина определяют величину и энергетическую зависимость минимума. Следовательно, возможна сильная зависимость от вклада кросс-нечетной части амплитуды рассеяния, определяемой оддеронным обменом. Амплитуда с переворотом спина вносит дополнительный вклад в дифференциальное сечение. Так, измерение формы  $t$ -зависимости и зависимости дифракционного минимума от энергии с высокой точностью является важной задачей для будущих экспериментов.

Модель HEGS воспроизводит  $d\sigma/dt$  при очень малых и больших значениях  $t$  и дает качественное описание области минимума при  $-t \approx 1,6 \text{ ГэВ}^2$  для  $\sqrt{s} = 10 \text{ ГэВ}$  и при  $-t \approx 0,45 \text{ ГэВ}^2$  для  $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ . Отметим, что она дает хорошее описание как для упругого протон-протонного, так и для протон-антипротонного рассеяния для  $\sqrt{s} = 53$  и для  $62,1 \text{ ГэВ}$ .

Зависимость положения дифракционного минимума от  $t$  определяется в основном ростом полных сечений и наклоном мнимой части амплитуды рассеяния. На рис. 4 и 5 показана эта зависимость, полученная при вычислении в модели HEGS при различных энергиях.

На рис. 5 показано описание дифракционного минимума в нашей модели HEGS для энергий NICA. Эта модель достаточно хорошо воспроизводит энергетическую зависимость и форму дифракционного минимума. В рассматриваемой области энергий дифракционный минимум достигает самого резкого провала при  $\sqrt{s} = 30 \text{ ГэВ}$  вблизи конечной энергии NICA. Отметим, что при этой энергии значение  $\rho(s, t = 0)$  также меняет знак в протон-протонном рассеянии.

Вычисленная анализирующая способность  $A_N$  при  $p_L = 6 \text{ ГэВ}/c$  показана на рис. 6. Можно видеть, что хорошее описание экспериментальных данных по анализирующей способности может быть достигнуто только с одной адронной амплитудой с переворотом спина.

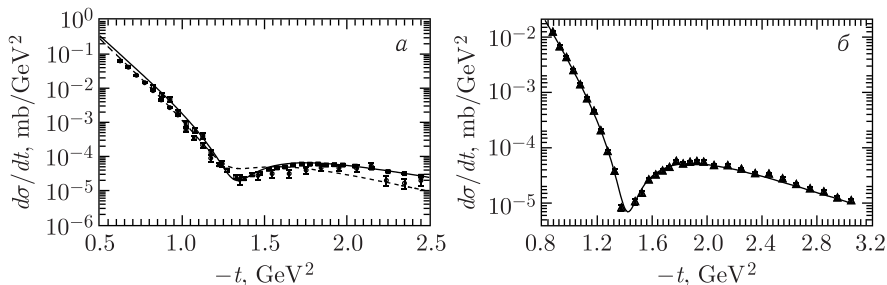


Рис. 4. Вычисления дифракционного минимума в сечении  $d\sigma/dt$  для  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -рассеяния: а) при  $\sqrt{s} = 30,4$  ГэВ; б) при  $\sqrt{s} = 52,8$  ГэВ [81]. Линии — результаты расчетов по модели HEGS для  $pp$  (сплошная линия) и  $\bar{p}$  (штриховая); точки — экспериментальные данные для  $pp$  [81]

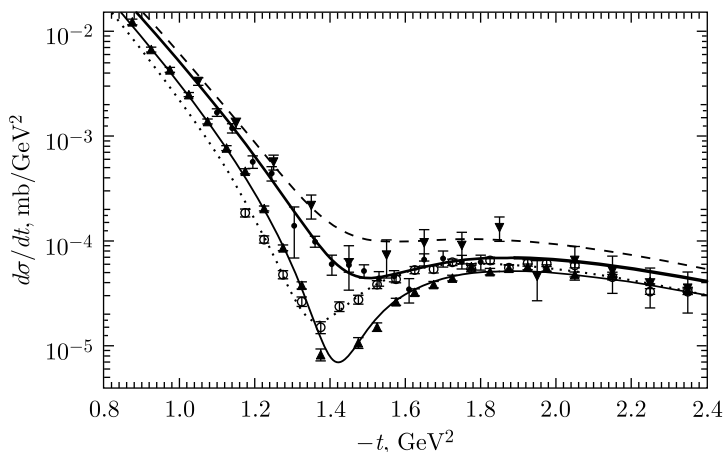


Рис. 5. Вычисления в модели HEGS дифракционного минимума в сечении  $d\sigma/dt$  для  $pp$ -рассеяния при  $\sqrt{s} = 13,4, 16,8, 30,4, 44,7$  ГэВ (штриховая, тонкая сплошная, толстая сплошная и пунктирная линии соответственно) и экспериментальные данные [81] (треугольник вниз, черные кружки, треугольник вверх и белые кружки соответственно)

Экспериментальные данные при  $p_L = 11,75$  ГэВ/с сильно отличаются от данных при  $p_L = 6$  ГэВ/с, однако наши вычисления воспроизводят  $A_N$  достаточно хорошо и при этой энергии (рис. 7). Это говорит о том, что в нашем случае энергетическая зависимость амплитуды с переворотом спина была выбрана корректно, и мы можем надеяться, что далее получим корректные значения анализирующей способности и других спиновых корреляционных параметров.

Из рис. 7 можно видеть, что в области  $|t| \approx 0,2-1,0$  ГэВ<sup>2</sup> вклады адронных амплитуд с переворотом спина наиболее важны. Наконец, на рис. 8 представ-

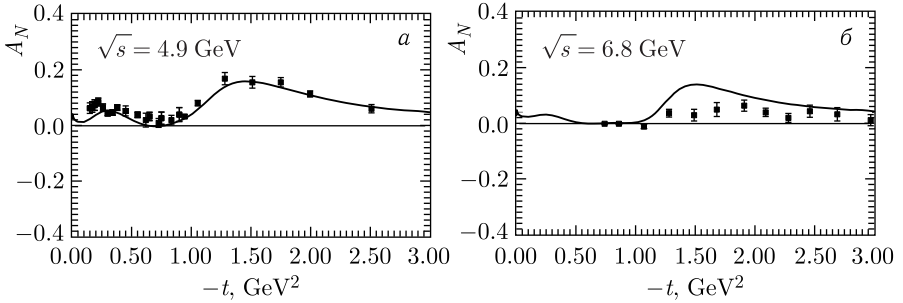


Рис. 6. Анализирующая способность  $A_N$   $pp$ -рассеяния, вычисленная: а) при  $\sqrt{s} = 4,9$  ГэВ (экспериментальные данные [82]); б) при  $\sqrt{s} = 6,8$  ГэВ (точки — экспериментальные данные [83])

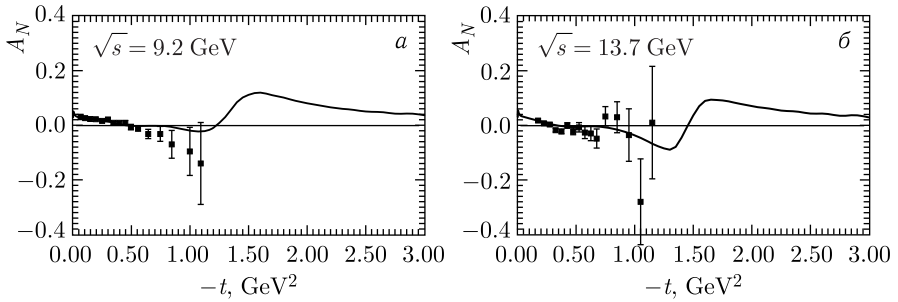


Рис. 7. Анализирующая способность  $A_N$   $pp$ -рассеяния, вычисленная: а) при  $\sqrt{s} = 9,2$  ГэВ (экспериментальные данные [27]); б) при  $\sqrt{s} = 13,7$  ГэВ (точки — экспериментальные данные [84])

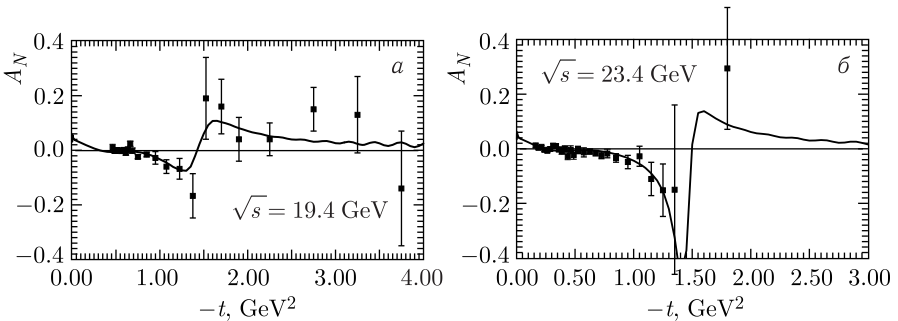


Рис. 8. Анализирующая способность  $A_N$   $pp$ -рассеяния, вычисленная: а) при  $\sqrt{s} = 19,4$  ГэВ (экспериментальные данные [85]); б) при  $\sqrt{s} = 23,4$  ГэВ (точки — экспериментальные данные [84])

лены наши вычисления при  $p_L = 200$  ГэВ/с. При этой энергии вклады феноменологической части, не зависящей от энергии амплитуды с переворотом спина, сравниваются с энергозависимой частью амплитуды рассеяния. Спиновый эффект достаточно большой и имеет особый вид, который определяется дифференциальным сечением в области дифракционного минимума.

**4.2. Выводы.** ОПР делают возможным лучшее понимание тонкой структуры адронов и ее изучение в координатном пространстве (в представлении прицельного параметра). Это тесно связано с упругими формфакторами адронов. При исследовании зависимости дифракционного минимума дифференциальных сечений от формы и энергии для упругого адрон-адронного рассеяния при различных энергиях будет получена ценная информация о структуре амплитуды адронного рассеяния и, следовательно, о структуре адронов и динамике сильных взаимодействий. Дифракционный минимум соответствует смене знака мнимой части адронной амплитуды рассеяния без переворота спина и определяется сильным воздействием процедуры унитаризации. Величина и форма дифракционного минимума зависит от вкладов вещественной части амплитуды без переворота спина и полного вклада амплитуды рассеяния с переворотом спина. В рамках модели HEGS установлена глубокая связь между упругими и неупругими сечениями, которые тесно связаны со структурой адронов на малых и больших расстояниях.

Модель HEGS хорошо воспроизводит форму и зависимость от энергии дифракционного минимума упругого протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния [86]. Предсказания модели в основном воспроизводят дифференциальные сечения при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Это означает, что данные по энергетической зависимости амплитуды рассеяния, определяемой в модели HEGS в процедуре унитаризации в форме стандартного представления эйконала, согласуются с экспериментальными данными в большой области энергий ( $\sqrt{s} = 9$  ГэВ–13 ТэВ). Нужно отметить, что вещественная часть амплитуды рассеяния, от которой сильно зависят форма и энергетическое поведение дифракционного минимума, определяется в рамках модели HEGS только комплексным  $\bar{s}$ :  $\bar{s} = s e^{-i\pi/2}/4m_p$ , где  $m_p$  — масса протона. Следовательно, эта амплитуда тесно связана с мнимой частью амплитуды рассеяния и удовлетворяет соотношениям аналитичности и дисперсионным соотношениям. Конечно, необходим более расширенный количественный анализ различных тонких структур амплитуды рассеяния. В том числе это касается фиксированного интереспта, взятого из глубоконеупругих процессов, и фиксированного наклона Редже  $\alpha'$ , так же как и вида амплитуды с переворотом спина. Такой анализ требует более широкого диапазона экспериментальных данных, включая поляризационные данные для  $A_N(s, t)$ ,  $A_{NN}(s, t)$ ,  $A_{LL}(s, t)$  и  $A_{SL}(s, t)$ . Полученная информация по величине и энергетической зависимости амплитуд с одинарным и двойным переворотом спина позволит лучше понять результаты знаменитых экспериментов, проведенных А. Кришем на



установке ZGS с целью получения спин-зависимых дифференциальных сечений [87, 88] и спинового корреляционного параметра  $A_{NN}$  и на AGS [89] с целью получения спинового корреляционного параметра  $A_N$ , которые показывают значительные спиновые эффекты при большой передаче импульса.

## 5. ОДНОСПИНОВАЯ ФИЗИКА\*

В данном разделе представлены данные исследований по физике односпиновых процессов для проекта SPD NICA, включая поперечную односпиновую асимметрию ( $A_N$ ), и данные измерений поляризации гиперона ( $P_N$ ) в различных типах столкновений, включая  $p + p$ ,  $d + d$ ,  $C + C$  и  $Ca + Ca$ . Поляризованные  $p$ - и  $d$ -пучки в ускорителе NICA могут быть использованы для изучения  $A_N$  в нескольких десятках реакций при различных энергиях в диапазоне  $3,4 < \sqrt{s} < 27$  ГэВ. Предсказаны некоторые интересные явления, такие как осцилляция для  $A_N(x_F)$  и  $P_N(x_F)$ , зависимость резонансного типа от энергии  $\sqrt{s}$  для  $A_N$  и  $P_N$  и пороговая зависимость  $A_N$  от угла рождения в с. ц. м. для некоторых реакций. Обсуждается роль кварковой структуры частиц реакции.

Предыдущий опыт развития спиновой физики подтверждает ее фундаментальную важность для понимания законов микромира, в частности для создания теории сильных взаимодействий. Нужно отметить, что большие значения поперечных односпиновых асимметрий ( $A_N$ ) и поляризаций гиперона ( $P_N$ ) в широком диапазоне энергий до сих пор не получили полного и ясного объяснения в рамках теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики, которая является одним из компонентов Стандартной модели. Экспериментальные данные, собранные в настоящее время, указывают на интересную феноменологию в области поперечных односпиновых явлений, включая нетривиальную зависимость спиновых наблюдаемых  $A_N$  и  $P_N$  от энергии столкновения ( $\sqrt{s}$ ), переменной Фейнмана ( $x_F$ ), поперечного импульса ( $p_T$ ), атомных весов сталкивающихся частиц ( $A_1$  и  $A_2$ ), множественности заряженных частиц ( $N_{ch}$ ) в событии и центральности столкновений. Одинаково важно измерить  $A_N$  и  $P_N$  как можно для большего количества реакций, чтобы понять, как спиновые эффекты зависят от кварковой структуры и других квантовых характеристик частиц реакции. Собраны данные по десяткам реакций, но точность измерений и ограниченная кинематическая область в большинстве экспериментов еще не позволяют сделать явные выводы о природе поляризационных явлений и даже их зависимости от различных переменных. Цель этого исследования — значительно увеличить количество поляризационных данных, доступных для анализа, и улучшить их точность.

---

\*Этот раздел написан В. В. Абрамовым (e-mail: Victor.Abramov@ihep.ru).

Это поможет созданию релевантных моделей поляризационных явлений и их отбору при сравнении со всей базой данных.

Планируемые измерения на установке SPD в диапазоне энергии пары сталкивающихся нуклонов от 3,4 до 27 ГэВ в с. ц. м. в реакции очень важны для систематического и детального изучения явлений поляризации и их зависимости от различных переменных. Анализ имеющихся данных в рамках модели хромагнитной поляризации кварков (ХПК) [90] показывает, что однозначное определение параметров модели возможно только в том случае, если для каждой из перечисленных выше переменных ( $\sqrt{s}$ ,  $p_T$ ,  $x_F$ ) есть измерения одной и той же спиновой наблюдаемой при нескольких (трех и более) значениях этой переменной. Нужно отметить, что максимум энергии ускорителя в Дубне достаточно высок, чтобы зарегистрировать частицы с большим поперечным импульсом в диапазоне  $p_T = 1-4$  ГэВ/с, в котором эффекты поляризации существенны и кварковые степени свободы уже проявляются. Идентификация частиц в диапазоне энергий этого ускорителя гораздо легче, чем на больших ускорителях, и это важное условие для систематического изучения явлений поляризации в большом количестве реакций.

Условия для проведения измерений на установке SPD на первом этапе работы ускорителя NICA приведены в работе [91]. Максимум энергии в с. ц. м. двух сталкивающихся нуклонов будет 27 ГэВ для столкновений  $p + p$  и 14 ГэВ для столкновений  $d + d$ ,  $C + C$  и  $Ca + Ca$ . Векторная поляризация будет 50 % для протонов и 75 % для дейтронов.

В табл. 1 представлены 27 инклюзивных реакций, для которых уже есть данные по односпиновой асимметрии адронов [90,92]. Первые 14 реакций из табл. 1 потенциально могут быть изучены на установке SPD ускорителя NICA. Другие возможные 27 реакций приведены в табл. 2, они содержат различные частицы и резонансы. Исходное состояние может быть любым с поляризованным пучком:  $p^\uparrow p$ ,  $p^\uparrow d$ ,  $d^\uparrow p$ ,  $d^\uparrow d$ . Их детальное изучение выявит зависимость

**Таблица 1. Инклюзивные реакции, для которых была измерена спин-спиновая асимметрия  $A_N$**

№	Реакция	№	Реакция	№	Реакция
1	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$	10	$p^\uparrow p(A) \rightarrow J/\psi X$	19	$\bar{p}d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$
2	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$	11	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \eta X$	20	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+ X$
3	$p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$	12	$d^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$	21	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^- X$
4	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^+ X$	13	$d^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$	22	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$
5	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^- X$	14	$p^\uparrow p \rightarrow \Lambda X$	23	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$
6	$p^\uparrow p \rightarrow K_S^0 X$	15	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+ X$	24	$K^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$
7	$p^\uparrow p(A) \rightarrow n X$	16	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^- X$	25	$K^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$
8	$p^\uparrow p(A) \rightarrow p X$	17	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$	26	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta X$
9	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \bar{p} X$	18	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \eta X$	27	$\bar{p}p^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$

Таблица 2. Каналы распада адронов  $h$ , рождающихся в инклюзивных реакциях типа  $pp \rightarrow hX$ , предлагаемых для исследования на SPD NICA, для которых векторная анализирующая способность  $A_N$  еще не была измерена

№	Мода распада	№	Мода распада	№	Мода распада
1	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	10	$\phi \rightarrow K^+ K^-$	19	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$
2	$\eta' \rightarrow \pi + \pi - \eta$	11	$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	20	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$
3	$a_0(980) \rightarrow \eta \pi^0$	12	$\rho^+(770) \rightarrow \pi^+ \pi^0$	21	$\bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma$
4	$K^{0*}(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	13	$\rho^-(770) \rightarrow \pi^- \pi^0$	22	$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$
5	$K^{0*}(892) \rightarrow K^- \pi^+$	14	$\rho^0(770) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	23	$\Delta^+ \rightarrow p \pi^0$
6	$K^{+*}(892) \rightarrow K^+ \pi^0$	15	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$	24	$\Delta^0 \rightarrow p \pi^-$
7	$K^{-*}(892) \rightarrow K^- \pi^0$	16	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	25	$\Delta^- \rightarrow n \pi^-$
8	$\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	17	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$	26	$\bar{\Delta}^{--} \rightarrow \bar{p} \pi^-$
9	$\omega(782) \rightarrow \gamma \pi^0$	18	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$	27	$\bar{\Delta}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$

Таблица 3. Инклюзивные реакции, для которых была измерена поляризация гиперонов ( $P_N$ )

№	Реакция	№	Реакция	№	Реакция
1	$pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	12	$A_1 A_2 \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	23	$\pi^- A \rightarrow \Xi^- \uparrow X$
2	$pp(A) \rightarrow \Xi^- \uparrow X$	13	$A_1 A_2 \rightarrow \Lambda^\uparrow(G) X$	24	$\pi^- A \rightarrow \bar{\Xi}^+ \uparrow X$
3	$pp(A) \rightarrow \Xi^{0\uparrow} X$	14	$A_1 A_2 \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow(G) X$	25	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$
4	$pp(A) \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} X$	15	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} X$	26	$\pi^- p \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$
5	$pp(A) \rightarrow \Sigma^{0\uparrow} X$	16	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^- \uparrow X$	27	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$
6	$pp(A) \rightarrow \Sigma^- \uparrow X$	17	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	28	$K^- A \rightarrow \Xi^- \uparrow X$
7	$pp(A) \rightarrow \Omega^- \uparrow X$	18	$\Sigma^- A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	29	$\bar{p} A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$
8	$pp(A) \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	19	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	30	$e^+ e^- \rightarrow \Lambda^\uparrow X$
9	$pp(A) \rightarrow \bar{\Xi}^+ \uparrow X$	20	$K^- p \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	31	$\nu_\mu A \rightarrow \Lambda^\uparrow X$
10	$pp(A) \rightarrow \bar{\Xi}^{0\uparrow} X$	21	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow X$	32	$e^+ A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$
11	$pp(A) \rightarrow \bar{\Sigma}^- \uparrow X$	22	$K^+ p \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow X$	33	—

$A_N$  от кинематической и других переменных, включая кварковую структуру вовлеченных частиц, их спин, изоспин и атомный вес.

Данные по поперечной поляризации гиперонов и антигиперонов не менее интересны. Реакции, доступные в настоящее время, для которых была измерена поляризация ( $P_N$ ), приведены в табл. 3, их всего 32 [90, 93]. Первые 14 реакций потенциально могут быть изучены на установке SPD. Они также могут быть дополнены такими реакциями, как  $pp \rightarrow \Sigma^{0\uparrow}(1385)X$ ,  $pp \rightarrow \bar{\Sigma}^{0\uparrow}X$ ,  $pp \rightarrow \Lambda^\uparrow(1405)X$  и  $pp \rightarrow \Lambda^\uparrow(1520)X$ . Исходное состояние может быть с любым поляризованным или неполяризованным пучком:  $p^\uparrow p$ ,  $p^\uparrow d$ ,  $d^\uparrow p$ ,  $d^\uparrow d$  и  $AA$ .

Важно отметить, что для гиперонов можно одновременно измерить и поперечную поляризацию  $P_N$ , и односпиновую асимметрию  $A_N$ . Сравнение измеренных  $A_N$  и  $P_N$  для конкретной реакции с предсказанными в различных моделях приблизит нас к пониманию механизма возникновения явлений поляризации при высоких энергиях и физики сильных взаимодействий в области конфайнмента.

Систематическое изучение поляризационных данных предполагает наличие модели, которая описывает в рамках единого механизма большое количество реакций, зависящих от перечисленных выше переменных. Пример такой модели — модель ХПК [90].

Ссылки на большинство статей, посвященных поляризационным экспериментальным данным, можно найти в работах [90, 92, 93] (см. также списки литературы к ним). В следующих разделах описывается более детально модель ХПК и рассматриваются примеры существующих данных и вычислений  $A_N$  и  $P_N$  для различных реакций, которые потенциально могут быть изучены с использованием установки SPD на ускорителе NICA в Дубне.

**5.1. Модель хромагнитной поляризации кварков.** Феноменологическая модель ХПК основана на следующих основных предположениях [90].

1. В результате столкновений адронов рассеивается пара кварков с большим переданным поперечным импульсом  $p_T$ . Далее рассеянный (тестовый) кварк с большим импульсом  $p_T$  движется в эффективном хромагнитном поле  $\mathbf{B}^a$  и испытывает действие силы Штерна–Герлаха, пропорциональной произведению компонент градиента поля и соответствующих компонент хромагнитного момента кварков. Направление силы Штерна–Герлаха и дополнительного поперечного импульса, полученного тестовым кварком в эффективном хромагнитном поле, зависит от проекции спина кварка на оси квантования. Впоследствии поляризованный кварк из налетающего поляризованного протона рекомбинирует с другими кварками, чтобы сформировать наблюдаемый адрон. Угловое распределение таких адронов имеет азимутальную зависимость, т. е. возникает односпиновая асимметрия. Если сталкиваются неполяризованные адроны, то действие силы Штерна–Герлаха создает дополнительный поперечный импульс, направленный влево или вправо в зависимости от направления проекции спина кварка соответственно вверх или вниз, когда кварк движется, например, влево. Так, при рассеивании влево кварк имеет преимущественно один знак поляризации, а при рассеивании вправо — противоположный. Гипероны, образованные из этих кварков, приобретают поперечную поляризацию относительно плоскости рассеяния.

2. Эффективное хромагнитное поле  $\mathbf{B}^a$  создается кварками-наблюдателями, которые являются такими кварками, которые не войдут в зарегистрированный адрон. Кварки-наблюдатели движутся в с. п. м. в направлении сталкивающихся адронов и создают на короткое время циркулярное поперечное хромагнитное поле. Знаки циркулярного хромагнитного поля слева

и справа от оси столкновения противоположны, но градиент поля не меняет своего направления, что обеспечивает ненулевой эффект поляризации благодаря действию силы Штерна–Герлаха. Возникает преимущественное направление поляризации кварков в хромагнитном поле, чем и объясняется название модели.

3. Учитывая взаимодействие тестового кварка с полем, созданным движущимся кварком-наблюдателем, необходимо принять во внимание цветовой фактор для соответствующей пары кварков (наблюдателя и тестового кварка). Анализ данных показывает, что пара кварк–антикварк взаимодействует преимущественно в синглетном по цвету состоянии с цветовым фактором  $C_F = 4/3$ , а пары кварк–кварк или антикварк–антикварк взаимодействуют в антитриплетном состоянии с  $C_F = 2/3$ . Для водородоподобного потенциала волновая функция двух кварков или кварка и антикварка в начале координат пропорциональна  $|\psi(0)| \propto (C_F \alpha_S)^{3/2}$  [94], что приводит к отношению вкладов  $qq$ - и  $q\bar{q}$ -взаимодействий в эффективное поле порядка

$$\lambda \approx -|\psi_{qq}(0)|^2/|\psi_{q\bar{q}}(0)|^2 = -1/8 = -0,125. \quad (14)$$

Знак минус в отношении (14) учитывает противоположный знак поля, создаваемого движущимися кварком-наблюдателем и антикварком-наблюдателем. Экспериментальное значение глобального параметра, полученное как результат глобального фитирования поляризационных данных, оказалось равным  $\lambda = -0,1363 \pm 0,0003$ .

Если кварк-наблюдатель является результатом фрагментации мишени и движется в с. ц. м. в противоположном направлении, то его вклад в эффективное поле будет дополнительно уменьшен множителем  $-\tau$ , где  $\tau = 0,0267 \pm 0,0012$  — другой важный глобальный параметр модели ХПК. Это уменьшение вклада кварков из мишени является следствием того, что хромагнитное поле, которое они порождают, находится в другой области пространства-времени и, таким образом, практически не влияет на тестовые кварки, движущиеся вперед.

4. Присутствие эффективного хромагнитного поля должно приводить к прецессии спина тестового кварка, когда он движется в поле. Анализ данных показывает, что эффективная длина поля и соответствующий угол прецессии спина кварка пропорциональны переменным  $x_A = (x_R + x_F)/2$  и  $x_B = (x_R - x_F)/2$  в области фрагментации налетающей частицы  $A$  и мишени  $B$  соответственно. В результате это приводит к осцилляции зависимостей  $A_N$  и  $P_N$  от кинематических переменных  $x_A$  и  $x_B$  и, следовательно, от  $x_F$  и  $p_T$ . Эти осцилляции — основная особенность модели ХПК, и они должны проявляться в случае сильных полей, когда углы прецессии достигают значений порядка  $\pi$  или более.

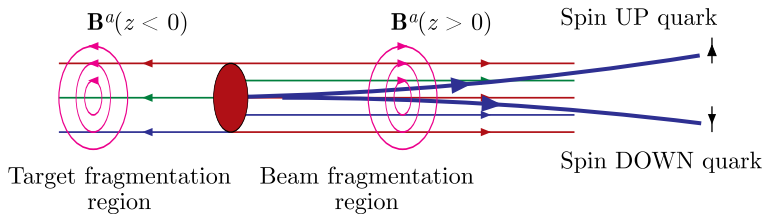


Рис. 9. Механизм возникновения явления односпиновой поляризации

Механизм возникновения явления односпиновой поляризации схематично показан на рис. 9. Взаимодействие сталкивающихся частиц  $A$  и  $B$  рассматривается в с. ц. м. пары сталкивающихся нуклонов.

Наблюдаемые  $A_N$  и  $P_N$  описываются уравнениями

$$A_N(P_N) = C(\sqrt{s})F(p_T, A)[G(\phi_A) - \sigma G(\phi_B)], \quad (15)$$

$$G(\phi) = (1 - \cos \phi)/\phi + \epsilon\phi, \quad (16)$$

где функция (16) учитывает действие сил Штерна–Герлаха и прецессию спина кварка,  $\epsilon = -(0,00497 \pm 0,00009)$  — глобальный параметр модели ХПК,  $\sigma$  — локальный параметр. Интегральные углы прецессии спина кварка равны

$$\phi_A = \omega_{Ay}^0, \quad \phi_B = \omega_{By}^0 \quad (17)$$

в области фрагментации сталкивающихся частиц  $A$  и  $B$  соответственно. Частота осцилляций  $\omega_{A(B)}^0$  описывается уравнением

$$\omega_{A(B)}^0 = g_s \alpha_s \nu_{A(B)} m_r (g_Q^a - 2)/M_Q, \quad (18)$$

где  $\alpha_s = g_s^2/(4\pi)$  — бегущая константа сильных взаимодействий,  $g_s$  — цветовой заряд,  $M_Q$  — масса составляющего кварка  $Q$ ,  $g_Q^a$  — цветовой гироманнитный фактор Ланде для кварка,  $m_r = (0,2942 \pm 0,0072)$  ГэВ — глобальный параметр, который можно рассматривать как отношение максимального продольного размера хромоманнитного поля к квадрату его радиуса.

Полный вклад кварков-наблюдателей (с весами  $\lambda$  и  $-\tau$ ) в  $\nu_{A(B)}$  в области фрагментации сталкивающихся частиц  $A$  и  $B$  соответственно вычислен с использованием кварковых диаграмм и правил кваркового счета [90].

Кварковые диаграммы для реакций  $p^\dagger + p \rightarrow \pi^+ + X$  и  $p^\dagger + p(A) \rightarrow p + X$  показаны на рис. 10,  $a$  и  $b$  соответственно. Когда мишень — ядро, как в случае, показанном на рис. 10,  $b$ , количество кварков-наблюдателей в мишени равно  $3A_{\text{eff}} \propto A^{1/3}$ , где  $A$  — атомный вес, так как все кварки мишени, выбитые налетающим протоном, вносят вклад в кварки-наблюдатели [90]. Ниже мы предполагаем, что  $A_{\text{eff}} = A = 1$ .

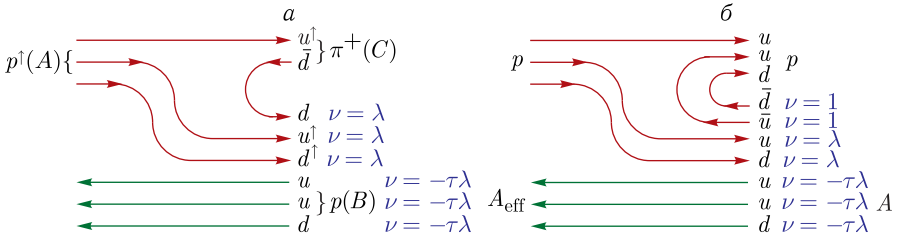


Рис. 10. Диаграммы потока кварков для реакции  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$  (а) и  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$  (б)

В приближении средних энергий ( $\sqrt{s} < 70$  ГэВ) получаем  $\nu_A$  для реакции  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$

$$\nu_A = \nu_B = 3\lambda - 3\tau\lambda A_{\text{eff}} = -0,398 \tag{19}$$

и для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$

$$\nu_A = \nu_B = 2 + 2\lambda - 3\tau\lambda A_{\text{eff}} = 1,738. \tag{20}$$

Для того чтобы вычислить  $\nu_A$ , нужно сложить все вклады ( $\nu$ ) кварков-наблюдателей, приведенные справа от кварковой диаграммы. Значение  $\nu_A$  для реакции  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$  значительно меньше единицы по абсолютному значению. Следовательно, частота осцилляций  $\omega_{A(B)}^0$  тоже низкая, а зависимость  $A_N(x_F)$  близка к линейной. Для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$  значение  $\nu_A$  значительно больше единицы, и для него, как мы увидим ниже, действительно наблюдается немонотонная осциллирующая зависимость  $A_N(x_F)$ .

Кинематические переменные

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos \theta_{\text{cm}}] + a_0[1 - \cos \theta_{\text{cm}}], \tag{21}$$

$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 - \cos \theta_{\text{cm}}] + a_0[1 + \cos \theta_{\text{cm}}] \tag{22}$$

выражаются посредством скейлинговых переменных  $x_A$  и  $x_B$ , энергии реакции  $\sqrt{s}$ , угла излучения  $\theta_{\text{cm}}$  в с. ц. м. и трех локальных параметров:  $E_0$ ,  $a_0$  и  $f_0$ . Функция

$$C(\sqrt{s}) = v_0 / [(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2} \tag{23}$$

учитывает зависимость скорости прецессии спина кварка от его энергии  $E_Q$  в с. ц. м. и эффект притяжения ( $E_R > 0$ ) или отталкивания ( $E_R < 0$ ) между тестовым кварком и кварками-наблюдателями. Знак  $E_R$  определяется фактором  $-g_S \nu_A$ , где  $g_S$  — цветовой заряд тестового кварка (положительный для кварка и отрицательный для антикварка). Пример реакции с  $E_R > 0$  —  $p + p \rightarrow \bar{\Lambda} + X$ , реакции с  $E_R < 0$  —  $p + p \rightarrow \Lambda + X$ . Фитирование

мировых данных подтверждает правило знаков  $E_R$  для большинства из 85 исследованных реакций (96,5 %).

Коэффициент  $v_0$  определяет значения  $A_N$  и  $P_N$  и вычисляется следующим образом:

$$v_0 = -D_r g_Q^a P_Q / 2(g_Q^a - 2), \quad (24)$$

где  $D_r$  — локальный безразмерный параметр порядка 0,8, который является отношением наклона спектра  $p_T$  к поперечному радиусу эффективного поля,  $P_Q$  — поляризация кварка  $Q$  в поляризованном протоне (+1 для  $u$ -кварка и -1 для  $d$ -кварка),  $g_Q^a$  — гиромангнитный фактор Ланде для кварка типа  $Q$ , который является глобальным параметром. Знаки  $A_N$  или  $P_N$  для большинства реакций для малых значений  $\phi_A$  определяются знаком произведения трех множителей:  $-g_S \nu_A P_Q$ . При вычислении поляризации гиперонов примем  $P_Q = 1$ .

Цветовой формфактор  $F(p_T, A)$  подавляет  $A_N$  и  $P_N$  при малых  $p_T$ , когда цветные кварки внутри адрона не видны из-за соотношения неопределенности:

$$F(p_T, A) = 1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^{2,5}](1 - \alpha_A \ln A), \quad (25)$$

где  $p_T^0$  — локальный параметр, другой параметр  $\alpha_A$  равен нулю для большинства реакций.

Зависимость значений параметров от атомных масс  $A_1$  и  $A_2$  оказывается универсальной для большинства реакций (см. табл. 1 и 3 [90,95]). Дальнейшее развитие модели ХПК отражено в статьях [95–104].

**5.2. Односпиновая асимметрия адронов.** Большинство экспериментов по измерению односпиновой асимметрии были проведены для реакций рождения заряженных и нейтральных  $\pi$ -мезонов в столкновениях  $p^\uparrow p$  и  $p^\uparrow A$ . Данные по ним включены в основную базу поляризационных явлений, которая содержит 3608 экспериментальных точек для 85 различных инклюзивных реакций, в которых поляризация одной из частиц известна или измерена на начальном или конечном этапе [90, 102]. Глобальное фитирование было проведено для всей базы данных с использованием модели ХПК.

Данные по  $A_N$  для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$  при различных энергиях представлены на рис. 11, *a* из работы [102], на котором они сравниваются с результатами вычислений, использующих модель ХПК. Как видно из рис. 11, *a*, зависимость  $A_N(x_F)$  для реакций  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$  при умеренно высоких энергиях  $\sqrt{s} < 70$  ГэВ практически линейная, что согласуется с предсказаниями модели ХПК. Это результат незначительной величины параметра  $\nu_A = \nu_B = 3\lambda - 3\tau\lambda = -0,398$ , которая следует из диаграммы кварка, показанной на рис. 10, *a*. Положительный знак  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$  объясняется доминирующим вкладом положительно поляризованного тестового  $u$ -кварка из поляризованного протона.



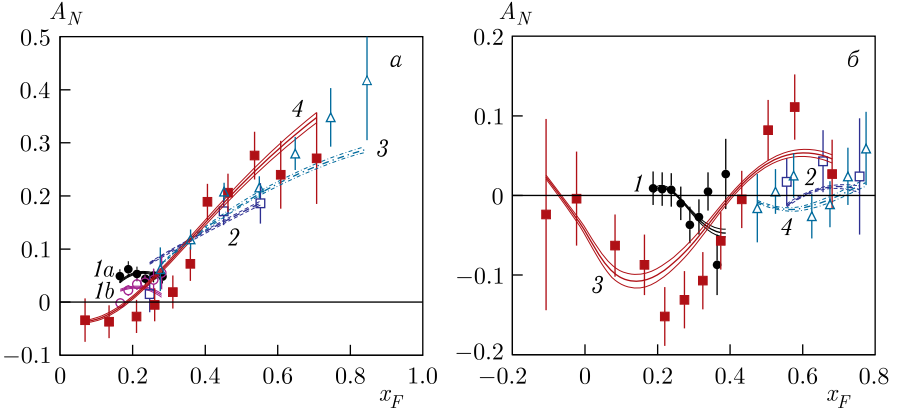


Рис. 11. Зависимость  $A_N(x_F)$  для реакций  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$  (а) и  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$  (б) (обозначения см. в [102])

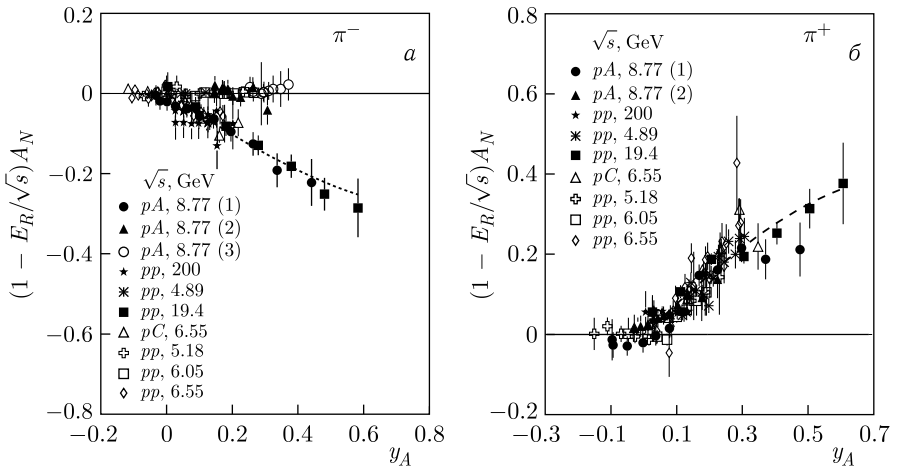


Рис. 12. Зависимость величины  $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$  от  $y_A$ , где  $E_R = (4,98 \pm 0,29)$  ГэВ для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$  (а) и  $E_R = (1,92 \pm 0,30)$  ГэВ для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$  (б) (обозначения см. в [96])

Очень неожиданная и интересная особенность реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^- + X$  — пороговая зависимость  $A_N(y_A)$  от угла рождения  $\theta_{cm}$  в с.ц.м. На рис. 12, а из работы [96] показана зависимость величины  $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$  от  $y_A$ , где  $E_R = (4,98 \pm 0,29)$  ГэВ. Оказывается, эта величина описывается универсальной функцией  $y_A$ , если  $\theta_{cm} < 74^\circ$ , и равна нулю, если  $\theta_{cm} > 74^\circ$ . На рис. 12, а ясно видны две различные ветви, на которых группируются экспериментальные точки.

В рамках модели ХПК пороговый эффект для зависимости  $A_N(y_A)$  может качественно объяснить большей массой составляющего  $d$ -кварка по сравнению с массой  $u$ -кварка.

На рис. 12, б из работы [96] показана зависимость величины  $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$  от  $y_A$  для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$ , где  $E_R = (1,92 \pm 0,30)$  ГэВ. Большинство легких тестовых  $u$ -кварков, вылетающих в переднюю полусферу, будут из поляризованного протона, что означает, что асимметрия  $A_N > 0$  для  $\pi^+$ -мезонов [96]. Все данные на рис. 12, б находятся на одной и той же ветви для широкого диапазона энергий  $\sqrt{s}$  и углов рождения в с. ц. м.

Положительное значение  $E_R = (4,98 \pm 0,29)$  ГэВ для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^- + X$ , найденное в рамках модели КХД, является проявлением эффекта «притяжения» тестовых кварков и кварков-наблюдателей. Согласно формуле (23)  $A_N$  достигает своего максимального значения при энергии  $\sqrt{s} \approx E_R$  [90, 96]. Исследование эффекта «притяжения» тестовых кварков для различных реакций — одна из целей данной работы и включает в себя сканирование при энергии  $\sqrt{s}$  около  $E_R$ . Это явление наблюдается не только для односпиновой асимметрии, но и для поляризации гиперонов в тех реакциях, для которых  $E_R$  положительна и достигает нескольких гигаэлектронвольт [90].

Нахождение скейлинга (независимости  $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$  от энергии  $\sqrt{s}$ ) по переменной  $y_A$  было одним из этапов процесса создания модели ХПК [90, 92, 96]. Исследование скейлинга для поляризационных наблюдаемых  $A_N$  и  $P_N$  имеет отдельный интерес и может быть одной из задач на установке SPD. В рамках модели ХПК скейлинг в явлениях поляризации — результат прохождения процессов на кварковом уровне в пределе высокой энергии и большого поперечного импульса [90, 92, 93, 96].

Экспериментальные данные и вычисления  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$ , взятые из работы [102], представлены на рис. 11, б. Данные эксперимента FODS-2 [105], полученные измерением в широком диапазоне переменной  $x_F$  при энергии  $\sqrt{s} = 8,77$  ГэВ (сплошные квадраты на рис. 11, б и кривая 3), показывают немонокотную осциллирующую зависимость  $A_N(x_F)$ . Это следствие большого значения параметра  $\nu_A$  и значительного угла прецессии спина кварка в хромомагнитном поле. Величина  $\nu_A = \nu_B = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] = 1,738$  достаточно большая, что следует из кварковой диаграммы, показанной на рис. 10, б. В энергетической области ускорителя NICA отрицательная асимметрия  $A_N(x_F)$  порядка 10% ожидается при  $x_F = 0,2$  (рис. 11, б, кривая 3 для  $\sqrt{s} = 8,77$  ГэВ).

Другое новое и интересное направление в изучении явлений поляризации связано с зависимостями  $A_N$  и  $P_N$  от множественности заряженных частиц ( $N_{ch}$ ) в событиях. Первые результаты в этой области были получены для реакций  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$  в эксперименте BRAHMS при энергии

$\sqrt{s} = 200$  ГэВ [106]. Односпиновая асимметрия  $A_N$  возрастает по абсолютному значению, если мы выбираем события со значением  $N_{ch}$  выше среднего, и уменьшается, если мы выбираем события со значением  $N_{ch}$  ниже среднего. Эти данные вместе с вычислениями обсуждаются в работе [100]. В модели ХПК события с множественностью выше средней соответствуют кварковым диаграммам с дополнительными парами кварк–антикварк в сравнении с минимальным требуемым количеством. Этот эффект, который может проявиться для  $A_N$  и  $P_N$ , может быть изучен на установке SPD.

**5.3. Поперечная поляризация гиперонов.** Гипероны имеют замечательное свойство: их распад за счет слабых взаимодействий позволяет определить поперечную поляризацию к плоскости рассеяния ( $P_N$ ) — единственно возможной в сильных взаимодействиях благодаря сохранению в них четности. Таким образом, поляризация гиперонов может быть изучена в столкновениях практически любых частиц. В случае первой фазы проекта SPD NICA нам интересны столкновения  $pp$ ,  $pd$ ,  $dd$ ,  $C + C$  и  $Ca + Ca$ . Доступные данные детально обсуждаются в работе [93].

Кварковые диаграммы для рождения  $\Xi^-$ -гиперонов в  $pp$ -столкновениях можно найти в работе [104]. Эффективное число кварков-наблюдателей для реакции  $p + p \rightarrow \Xi^{-\uparrow} + X$  равно  $\nu_A = \nu_B = 2 + 2\lambda - 3\tau\lambda \approx 1,7383$ . Похожие вычисления для реакции  $p + p \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$  дают значение  $\nu_A = \nu_B = 1 + \lambda - 3\tau\lambda \approx 0,8746$ . Таким образом, можно ожидать немонотонную зависимость  $P_N(x_F)$  в случае реакции  $p + p \rightarrow \Xi^{-\uparrow} + X$ .

Данные для  $P_N(x_F)$  в реакции  $p + p(A) \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$  приведены на рис. 13, а, данные для реакции  $p + p(A) \rightarrow \Xi^{-\uparrow} + X$  — на рис. 13, б вместе с предсказаниями модели ХПК [104].

Как видно из рис. 13, б, зависимость  $P_N(x_F)$  для каскадных гиперонов является нелинейной функцией и достигает своего абсолютного максимума при  $x_F$  в диапазоне 0,5–0,6, что находится в согласии с вычислениями в модели ХПК. Для реакции  $p + p(A) \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$  наблюдается зависимость, близкая к линейной, так как параметр  $\nu_A = \nu_B \approx 0,8746$  в этом случае примерно в 2 раза меньше. Максимум абсолютного значения поляризации для реакции  $p + p(A) \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$  примерно в 2 раза больше, чем для  $p + p(A) \rightarrow \Xi^{-\uparrow} + X$ , и продолжает расти с увеличением  $x_F$  до 0,75, что находится в согласии с вычислениями в рамках модели ХПК.

Детальные вычисления  $P_N(x_F)$  для реакций  $p + A \rightarrow \Xi^- + X$  и  $p + A \rightarrow \Xi^0 + X$  представлены в работе [104], они также покрывают энергетический диапазон, доступный на ускорителе NICA.

Самая высокая частота осцилляций  $P_N(x_F)$  ожидается согласно вычислениям в модели ХПК в реакциях рождения антибариона в столкновениях барионов. Причина этого — в большом количестве кварков-наблюдателей из налетающей частицы (их всего шесть, см. рис. 14, а), сопровождающих рождение трех антикварков, которые формируют антибарион. Существует

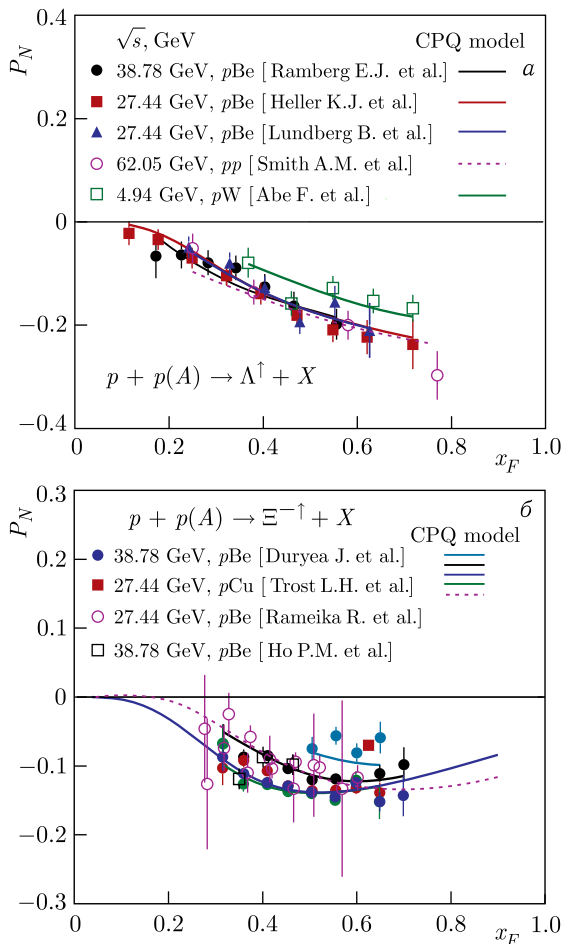


Рис. 13 (цветной в электронной версии). Экспериментальные данные для  $P_N(x_F)$  и вычисления в модели ХПК для реакций  $p + p(A) \rightarrow \Lambda^{\dagger} + X$  (a) и  $p + p(A) \rightarrow \Xi^{-\dagger} + X$  (б), взятые из [104]

очень ограниченная база данных по поляризации  $P_N(x_F)$  антигиперонов, рожденных в столкновениях нуклон–нуклон. На рис. 14, a показана кварковая диаграмма для реакции  $p + A \rightarrow \Xi^{\dagger} + X$ . Взвешенное количество кварков-наблюдателей для обеих реакций —  $\nu_A = \nu_B = 6 - 3\tau A_{\text{eff}} \approx 5,92$ . Это приводит к высокой частоте осцилляций  $P_N(x_F)$  согласно уравнению (18), так что в диапазоне  $0 < x_F < 1$  могут наблюдаться несколько полных циклов.

На рис. 14, б приведены данные для реакции  $p + A \rightarrow \Xi^{\dagger} + X$  [107], а также вычисления  $P_N(x_F)$  согласно модели ХПК [104]. Хотя доступные

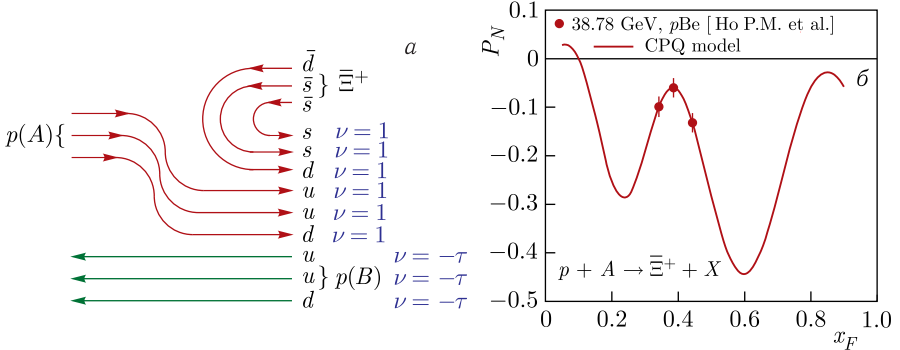


Рис. 14. Диаграмма потока кварков (а) и вычисления  $P_N(x_F)$  по данным [107] (б) для реакции  $p + \text{Be} \rightarrow \Xi^{\bar{+}} + X$ , взятым из [104]

данные согласуются с вычислениями  $P_N(x_F)$  с использованием модели ХПК, но количество экспериментов явно недостаточно для доказательства явления осцилляций  $P_N(x_F)$ . Нужны новые дополнительные данные в диапазоне  $0 < x_F < 1$  для наблюдения нескольких циклов осцилляций  $P_N(x_F)$ . Примеры вычислений  $P_N(x_F)$  для реакций  $p + A \rightarrow \Xi^{\bar{+}} + X$  и  $p + A \rightarrow \Xi^{\bar{0}} + X$  могут быть найдены в работе [104].

Эффект «притяжения» в поляризации антигиперонов должен проявиться наиболее явно в реакции  $p + A \rightarrow \bar{\Lambda} + X$  [101]. Ожидается зависимость  $P_N$  от энергии  $\sqrt{s}$  резонансного типа с максимумом при  $\sqrt{s} = E_R = 6,98$  ГэВ. Это поведение  $P_N(\sqrt{s})$  основывается на единственном наблюдении ненулевого значения  $P_N$  для реакции  $p + A \rightarrow \bar{\Lambda} + X$  в эксперименте E766 при  $\sqrt{s} = 7,31$  ГэВ [108]. Очень важно повторить такие измерения, которые находятся в диапазоне энергий, доступных на ускорителе NICA, в столкновениях  $p + p$ ,  $d + d$ ,  $C + C$  и  $\text{Ca} + \text{Ca}$ . Ширина «резонансного» пика мала, так как прецессия только одного тестового  $\bar{s}$ -кварка важна в этом случае [101]. В случае реакции  $p + A \rightarrow \Xi^{\bar{+}} + X$  есть два  $\bar{s}$ -кварка и один  $\bar{d}$ -кварк с различными частотами прецессии, что расширяет «резонансный» пик.

Исследование зависимостей «резонансного» типа  $P_N(\sqrt{s})$  и «осциллирующего» типа  $P_N(x_F)$  для реакции  $p + A \rightarrow \bar{\Lambda} + X$  — очень интересная задача, затрагивающая много аспектов сильных взаимодействий, таких как цветовые силы между кварками, прецессия спина кварка в хромагнитном поле, правила кваркового счета для кварков-наблюдателей, создающих поле, аномальный хромагнитный момент кварков, роль составляющих (одетых) кварков во взаимодействии и образовании адронов и явление конфайнмента кварков.

Пример возможного изучения  $P_N$  в столкновениях ионов приведен в работе [98], в которой показано, что чем выше атомный вес ионов, тем выше

частота осцилляций, так как эффективное хромомагнитное поле увеличивается кварками, проходящими из сталкивающихся ионов.

Единственные доступные данные для реакции  $A + A \rightarrow \Lambda X$  в столкновениях тяжелых ионов, где была измерена  $P_N$ , использовались как входные данные для модели ХПК. Они получены в эксперименте с фиксированной мишенью, где  $\Lambda$  был рожден в столкновениях  $Au + Au$  в с. ц. м. при энергии  $\sqrt{s} = 4,86$  ГэВ [109].

Уже на первом этапе проекта SPD NICA возможно начать изучение поперечной поляризации гиперонов и антигиперонов в столкновениях ионов. Также отметим возможность одновременного измерения так называемой глобальной поляризации по отношению к плоскости реакции. В этом случае вращение адронов или кварковой материи после столкновения двух ядер приводит к поляризации гиперона по отношению к плоскости реакции, определяемой прицельным параметром.

Таким образом, исследование односпиновых поляризационных явлений в проекте SPD NICA позволит выявить закономерности в поведении односпиновой асимметрии адронов и поперечной поляризации гиперонов и антигиперонов. Такие исследования возможны благодаря  $4\pi$ -геометрии установки SPD, развитой системе идентификации, достаточно широкому диапазону доступных энергий, наличию пучков поляризованных протонов и дейтронов, так же как и ионных пучков. Среди самых интересных задач по этой тематике отметим следующие.

1. Измерение  $A_N$  и  $P_N$  при нескольких энергиях  $\sqrt{s}$  в широком диапазоне по  $x_F$  и  $p_T$  для того, чтобы разделить зависимости от этих трех кинематических переменных. Вид этих зависимостей отражает механизм возникновения явлений поляризации. Эти измерения должны проводиться как можно для большего количества реакций, что важно для изучения зависимостей  $A_N$  и  $P_N$  от типа частиц в реакции. В целом, это изучение значительно расширит данные, доступные для теоретического анализа и отбора теоретических моделей.

2. Исследование явления скейлинга для  $A_N$  и  $P_N$  и поправок к нему, отражающих особенности механизма возникновения явлений поляризации.

3. Исследование порогового поведения для  $A_N$ , включая измерение порогового угла рождения адронов в с. ц. м., при котором  $A_N$  равна нулю.

4. Исследование явления осцилляций  $A_N$  и  $P_N$  и связь между частотой осцилляции, количеством кварков-наблюдателей и типом адронов, участвующих в реакции. В этом отношении особенно интересны антигипероны и каскадные гипероны, а также вторичные протоны и нейтроны, для которых частота осцилляции достигает большого значения, что способствует ее измерению. Высокая частота осцилляции также ожидается в столкновениях тяжелых ионов.

5. Исследование явления «резонансных» зависимостей  $A_N$  и  $P_N$  от энергии  $\sqrt{s}$ . Раскрытие механизма этого явления.

6. Изучение зависимостей  $A_N$  и  $P_N$  от атомных весов частиц, участвующих в столкновениях. Это позволит не только связать данные, полученные с разными ядрами, но и использовать ядра как средство для изучения механизма, лежащего в основе явлений поляризации. Исследования, использующие столкновения ионов, предоставят новые данные для анализа явлений, изучавшихся ранее в столкновениях адронов. До сих пор есть только один эксперимент, в котором поперечная поляризация гиперона была измерена в столкновении тяжелых ионов. Глобальная поляризация относительно плоскости реакции может быть измерена в дополнение к поляризации  $P_N$ , которая измерена относительно плоскости рождения.

7. Определение дополнительных возможностей для изучения механизма явлений поляризации с использованием таких переменных, как множественность заряженных частиц в событии, центральность столкновений и прицельный параметр в случае столкновения ядер.

Данные, которые будут получены в предложенном анализе, значительно расширят общую мировую базу данных по измерениям поляризации и станут основой для их систематического теоретического анализа в рамках объединенного подхода. Одна из моделей, которая позволяет провести систематический глобальный анализ поляризационных данных, — это модель ХПК. С помощью этой модели можно проанализировать различные реакции в широком диапазоне кинематических и других переменных, которые определяются экспериментальными условиями. Предложен глобальный анализ всех данных.

## 6. РОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ И ОЧАРОВАННЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ\*

В контексте проекта SPD NICA сформулировано обоснование для изучения векторных мезонов, рождения (скрытого) чарма  $p+p \rightarrow p+p+V$ ,  $V = \rho, \phi, J/\psi$ , и открытого чарма  $N+N \rightarrow \Lambda_c(\Sigma_c)+\bar{D}+N$ . Рождение векторных мезонов назад, которое должно быть бесфоновым в коллайдере, может быть измерено и использовано как альтернативный метод создания нейтронных пучков. Простые оценки эффективного сечения представлены на основе данных литературных источников. Сделаны по-возможности модельно-независимые утверждения об эффектах поляризации.

Среди широких возможностей, открывающихся запуском пучков на ускорителе NICA и работой детектора SPD с большим аксептансом, исследуем два

---

\*Этот раздел написан Э.Томази-Густафссон (e-mail: egle.tomasi@cea.fr).

вопроса: рождение чарма (скрытого и явного) и рождение векторных мезонов назад. Исследование этих каналов позволит использовать все преимущества возможности ускорения поляризованных  $p$ - и  $d$ -пучков (так же, как и тяжелых ионов) в кинематической области, в которой данные по эффективным сечениям скудны и эффекты поляризации в основном еще не измерены. Новые прецизионные данные будут очень полезны для понимания механизма рождения чарма и динамики адронной материи в непертурбативной области КХД. В целом, пороговые каналы рождения мезонов в  $NN$ -столкновениях,  $p + p \rightarrow p + p + \omega(\phi)$ ,  $p + p \rightarrow \Lambda(\Sigma^0) + K^+ + p$  и  $p + p \rightarrow p + p + \eta(\eta')$  дают более глубокий взгляд на механизмы реакций, как это показано экспериментальными программами на таких протонных ускорителях, как Saturne и COSY.

В этом отношении рождение  $J/\psi$  имеет особый интерес. Рождение чарма в столкновениях ионов и его распространение в ядерной среде рассматривалось как один из самых многообещающих пробников кварк-глюонной плазмы (КГП) [110], но, для того чтобы утверждать о наличии чистого сигнала, необходимо проанализировать в деталях все возможные механизмы рождения  $J/\psi$  в столкновениях ионов, а также другие процессы, которые ответственны за диссоциацию рожденного  $J/\psi$ -мезона. Изучение чармониев (скрытого чарма) и  $D$ -,  $D^*$ -мезонов (открытого чарма) также важно.

**6.1. Рождение чарма.** Элементарные эффективные  $pp$ -сечения собраны и проиллюстрированы в работе [111].

В энергетической области, которая может быть исследована на установке SPD NICA,  $3,4 \leq \sqrt{s}$  [ГэВ]  $\leq 27$  [112] для  $pp$ -столкновений полное эффективное  $pp$ -сечение приблизительно постоянно — около 40 мб, в то время как упругое эффективное сечение убывает из-за открытия различных неупругих каналов с ростом энергии\*. Порядок величины неупругого сечения, таким образом, может меняться, достигая 30 мб при высоких энергиях. Среди этих неупругих процессов каналы  $p + p \rightarrow p + p + J/\psi$  и  $p + p \rightarrow p + \Lambda_c(\Sigma_c) + D$  открываются около  $\sqrt{s_{\text{th}}} \sim 5$  ГэВ, и ожидается, что они вырастут до нескольких микробарн в рассматриваемом энергетическом диапазоне.

Механизмы рождения чармония (или скрытой странности) и  $D$ -,  $D^*$ -мезонов (открытого чарма) в столкновениях нуклонов до сих пор не поняты. Вопрос в том, как очарованные кварки, которые ранее не существовали в нуклоне как валентные кварки, формируются и как они адронизуются. Для того чтобы интерпретировать рождение и распространение очарования в жестком столкновении ионов как пробник КГП, необходимо иметь достаточную теоретическую базу, основанную на понимании элементарных процессов.

---

\* Основы упругого  $pp$ -рассеяния до энергий ЛНС были рассмотрены недавно (см. [113] и ссылки в ней).



Экспериментальные и теоретические данные по рождению  $J/\psi$ -мезонов и их распадах есть в литературных источниках (см. обзор [114] и более поздние данные в работе [115]). Результатом значительной набранной статистики и высокой точности экспериментов является большое количество информации о свойствах  $J/\psi$ -мезона, процессах его рождения и многочисленных модах распада. С теоретической точки зрения интерпретация данных, в частности, в области конфайнмента очень противоречива. Например, масса  $c$ -кварка слишком велика, чтобы сравнивать с предсказаниями киральной симметрии, но в рамках теорий, основанных на разложении по массам тяжелых кварков (эффективная теория тяжелых кварков, HQET), эта масса слишком мала [116].

В области порога конечные частицы рождаются в  $S$ -состоянии и спиновая структура матричного элемента сильно упрощена. Простой анализ показывает, что эта область достаточно широка: эффективный размер протона, который ответствен за возникновение чарма, должен быть малым:  $r_c \simeq 1/m_c \simeq 0,13$  фм, где  $m_c$  — масса  $c$ -кварка, отбирающая малые прицельные параметры [117]. Таким образом,  $S$ -волновая картина может быть применена при условии  $q \leq m_c$ , где  $q$  — модуль 3-импульса  $J/\psi$  в с.ц.м. реакции. Импульсы рожденных частиц малы, но механизмы для рождения очарованных кварков должны включать в себя достаточно большие масштабы энергии. В работе [48] рождение  $J/\psi$  в столкновениях нуклонов в области около порога было проанализировано в рамках общего модельно-независимого формализма, что может быть применено к любой реакции  $N + N \rightarrow N + N + V^0$ , где  $V^0 = \omega, \phi$  или  $J/\psi$ . Такие реакции показывают большие изотопические эффекты — большую разницу для  $pp$ - и  $pn$ -столкновений, являющуюся следствием различной спиновой структуры соответствующих матричных элементов.

В работе [48] оценка сечения рождения  $J/\psi$  была предложена по результатам сравнения сечений для рождения  $\phi$  и  $J/\psi$  в  $pp$ -столкновениях. Был рассмотрен тот же самый подход, а именно  $\pi$ -обмен в  $N + N \rightarrow N + N + V^0$  и  $\rho$ -обмен для подпроцесса  $\pi + N \rightarrow N + V^0$  с  $V^0 = \phi$  или  $J/\psi$ . Для некоторого значения энергии выхода  $Q = \sqrt{s} - 2m - m_V$  с учетом различных фазовых объемов, константы взаимодействия для распада  $V \rightarrow \pi\rho$  и феноменологического формфактора для вершины  $\pi^*\rho^*V$  монополярного типа с виртуальными  $\pi$  и  $\rho$  находим следующую простую параметризацию для сечения, справедливую только в области около порога:

$$\sigma[\text{нб}] = 0,097(Q[\text{ГэВ}])^2. \quad (26)$$

В работе [118] была предложена параметризация в экспоненциальной форме:

$$\sigma[\text{нб}] = a e^{-bm_{J/\psi}/\sqrt{s}}. \quad (27)$$

Значения  $a = 1000$  нб, и  $b = 16,7$  хорошо воспроизводят экспериментальные данные выше порога.

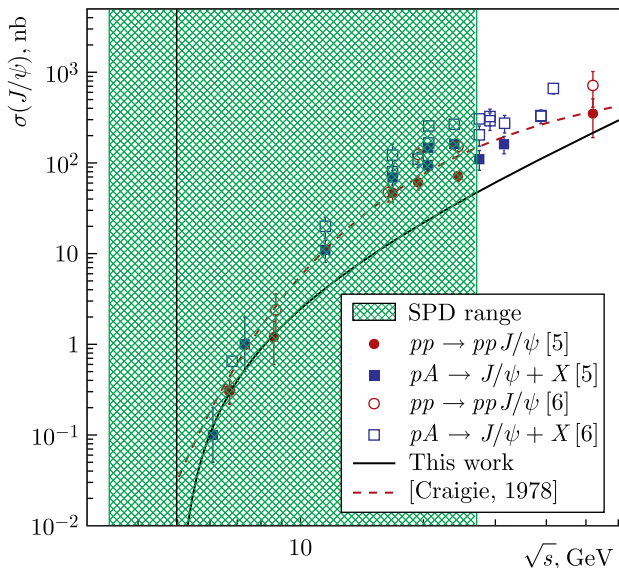


Рис. 15 (цветной в электронной версии). Экспериментальные данные по рождению  $J/\psi$  в  $pp$ -реакциях (красные кружки) и  $pA$ -реакциях (синие квадраты) из [114] (заполненные символы) и [115] (открытые символы). Черная сплошная линия — вычисления из [48]. Вертикальной линией выделен порог рождения  $J/\psi$ , зеленой заштрихованной областью — диапазон, который может быть исследован на SPD NICA

Пороговая энергия протона для этой реакции —  $E_{th} = 12,24$  ГэВ, она соответствует  $\sqrt{s} = 2m + m_{J/\psi} \simeq 4,97$  ГэВ. На рис. 15 данные для  $p + p \rightarrow J/\psi + p + p$  (красные кружки) и  $p + A \rightarrow J/\psi + X$  (синие квадраты) взяты из работ [114] (заполненные символы) и [115] (открытые символы). Различные символы обозначают  $J/\psi$ -рождение в  $pp$ - или (с экстраполяцией)  $pA$ -столкновениях. Данные, в основном собранные в ЦЕРН, восстановлены из данных измерений с использованием моделей и/или предположений, и получаемое полное сечение для  $J/\psi$ -рождения может различаться в 2 раза. Например, оригинальная ссылка на измерения, проведенные в ИФВЭ (Протвино) при  $\sqrt{s} = 11,5$  ГэВ [119], дает  $\sigma(pp \rightarrow (J/\psi \rightarrow \mu + \mu^-) + X) = (9,5 \pm 2,5)$  нб, в то время как та же экспериментальная точка указывается как  $\sigma = (11 \pm 3)$  нб в работе [114] и как  $\sigma = (20 \pm 5,2)$  нб в работе [115]. Эффективное сечение из работы [48] также показано на рис. 15 (черная сплошная линия).

Приняв значение светимости  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , ожидаем регистрацию трех событий в час для такого процесса с эффективным сечением порядка 1 нб. Это число не поправлено на эффективность детектирования и реконструкцию с идентификацией, например, по потерянной массе. Реконструкция  $J/\psi$  через его распад в пару лептонов, что является предпочтительным кана-

лом, требует два дополнительных порядка величины, так как соответствующая парциальная ширина равна  $(\simeq 5,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$ .

Отметим также, что в рамках рассматриваемой модели можно найти большой изотопический эффект из-за различной спиновой структуры матричного элемента на пороге:

$$\frac{\sigma(np \rightarrow npJ/\psi)}{\sigma(pp \rightarrow ppJ/\psi)} = 5,$$

что потребует поправки экспериментальных данных по  $pA$ -реакции, в которой обычно подразумеваются равные  $np$ - и  $pp$ -сечения для получения элементарных сечений в  $pp$ -столкновениях.

Из работы [48] можно заключить, в которой только одна наблюдаемая поляризация ( $J/\psi$ ) одинакова для  $pp$ - и  $pn$ -столкновений: мезон  $J/\psi$  поперечно поляризован даже в столкновениях неполяризованных нуклонов. Экспериментальное определение отношения полных сечений для  $np$ - и  $pp$ -столкновений предоставляет важную информацию для идентификации механизма реакции.

Возможность присутствия внутреннего чарма (intrinsic charm) как компоненты высшего порядка разложения Фока для состояний протона обсуждается в работе [120]. В области около порога все партоны должны передавать свою энергию очарованным кваркам в течение времени  $t \sim 1/m_c$ , таким образом выбирая короткодействующие корреляции между валентными кварками. Наиболее интересен случай дейтрона, когда все шесть кварков должны быть вовлечены когерентно, давая доступ к скрытой цветовой части волновой функции дейтрона.

**6.2. Рождение открытого чарма.** Рождение открытого чарма  $N + N \rightarrow N + \bar{D} + \Lambda_c(\Sigma_c)$  предоставляет информацию о длинах рассеяния, эффективном радиусе, адронных формфакторах и константах взаимодействия, а также связано с динамикой рождения чарма в столкновениях  $NN$ ,  $NA$  и  $AA^*$ . Некоторые предсказания могут быть сделаны по аналогии с предсказаниями рождения странности, основанными на эквивалентности  $SU(3)$ - и  $SU(4)$ -симметрий, что, однако, не полностью достоверно. Имеющаяся информация и оценки показывают, что в области около порога сечение может быть порядка микробарна. Пороговое сечение, нормализованное на низшее существующее значение, показано на рис. 16 (вставка содержит данные по пороговой области). Чтобы оценить скорость счета событий, должно быть выполнено специальное моделирование, так как очарованные частицы должны быть реконструированы из наиболее подходящих каналов распада.

Спиновая и изоспиновая структура матричного элемента для реакций  $N + N \rightarrow \Lambda_c(\Sigma_c) + \bar{D} + N$  была получена для рождения открытого чарма в работе [122]. Там же можно найти детальные оценки сечений и выражения для поляризационных наблюдаемых.

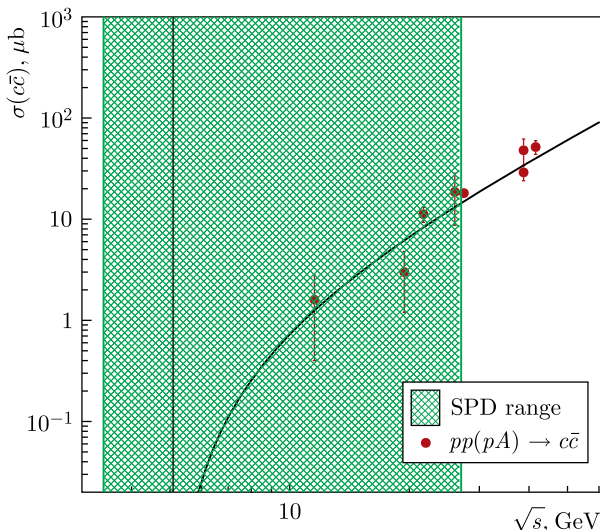


Рис. 16. Полное сечение в  $pp$ - и  $pA$ -столкновениях (данные взяты из [121]). Сплошная кривая — пороговая параметризация (см. текст)

Сечение рождения чарма в области около порога имеет поведение

$$\sigma[\text{мкб}] = 0,03(Q[\text{ГэВ}])^2, \quad (28)$$

которое может быть полезно для целей моделирования. Соответствующий график показан на рис. 16 с набором данных [121], проанализированных из нескольких экспериментов по рождению очарования в  $pp$ - и  $pA$ -столкновениях на различных установках.

Подчеркнем, что это трудные измерения с низкими интенсивностями счета событий, но даже установление верхних пределов будет важно, так как по пороговой области данных нет совсем.

**6.3. Обратное рождение мезонов.** Более высокие значения числа счета событий ожидаются для рождения легких мезонов, так как соответствующие сечения — порядка миллибарна. Рождение  $\rho^0$ -мезонов в элементарных столкновениях и на ядрах обсуждается, например, в работе [123] (см. также ссылки в ней). Инклюзивное сечение рождения  $\rho^0$  было измерено на различных ускорителях начиная с 1970-х гг., в основном в ЦЕРН [124], и недавно коллаборацией NADES [125]. В работе [126] инклюзивное сечение рождения  $\rho$  в  $pp$ -столкновениях вычислено в рамках обобщенной модели векторной доминантности, и существующие данные до  $\sqrt{s} = 65$  ГэВ хорошо воспроизводятся и сравниваются с данными других моделей. В работе [127] была предложена следующая параметризация:

$$\sigma(pp \rightarrow \rho^0 X) = (0,38 \pm 0,02) \ln^2 s - (2,1 \pm 0,4). \quad (29)$$

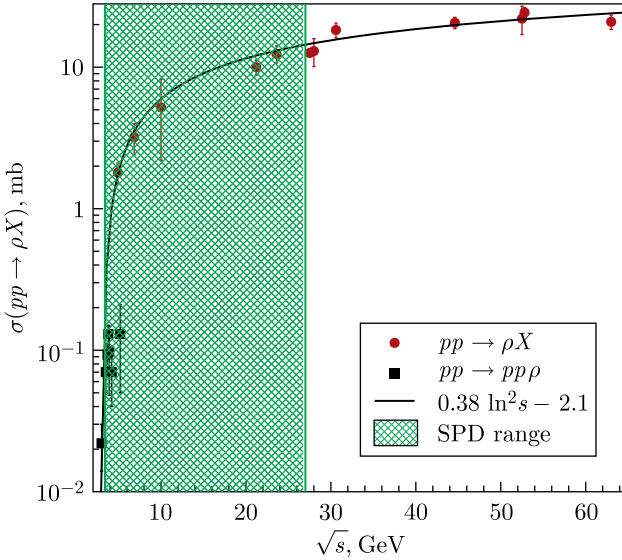


Рис. 17 (цветной в электронной версии). Рождение  $\rho$  в  $pp$ - и  $pA$ -столкновениях. Красные кружки (черные квадраты) — для инклюзивного (эксклюзивного) рождения  $\rho$  в различных экспериментах. Сплошная кривая — параметризация из [127]. Зеленой заштрихованной областью выделен диапазон энергий SPD

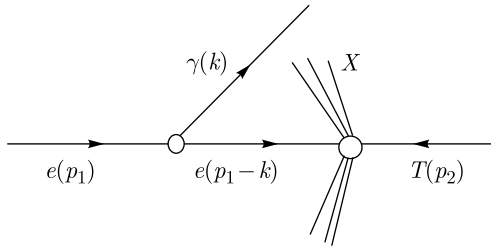


Рис. 18. Диаграмма Фейнмана для коллинеарного излучения тяжелых фотонов в реакциях  $eT$  ( $T$  обозначает любую мишень). Эквивалентный адрон получен заменой фотона на  $\rho$ -мезон и электрона на протон

Данные параметризации представлены вместе с данными для инклюзивного сечения  $p + p \rightarrow \rho + X$  на рис.17. Видно, что это сечение — порядка миллибарна в пороговой области, следовательно, измеримо на установке SPD уже на первой фазе работы эксперимента.

В работе [128] обсуждается особая кинематика с рождением назад легких мезонов в  $pp$ - или  $pA$ -столкновениях по аналогии с методом «квазиреальных электронов», в котором тяжелый фотон рождается в столкновении электро-

нов с любой мишенью [129]. Для случая электронов доказаны две важные характеристики: 1) вероятность коллинеарного излучения имеет логарифмическое усиление; 2) сечение может быть факторизовано на член, связанный с вероятностью излучения мезона с данной энергией и данным углом из пучка частиц, и член, связанный с взаимодействием остатков пучка после излучения на мишени (рис. 18).

Сечения представляющих интерес реакций:

$$\begin{aligned} d\sigma^{pT \rightarrow h+X}(s, x) &= \sigma^{nT \rightarrow X}(\bar{x}s) dW_{h+}(x), \\ d\sigma^{pT \rightarrow h_0 X}(s, x) &= \sigma^{pT \rightarrow X}(\bar{x}s) dW_{h_0}(x), \end{aligned} \quad (30)$$

где  $h$  — адрон. Величина  $dW_{\rho}(x)$  может быть восстановлена с использованием результата квантовой электродинамики (КЭД):

$$\begin{aligned} \frac{dW_{\rho^i}(x)}{dx} &= \frac{g^2}{4\pi^2} \frac{1}{x} \sqrt{1 - \frac{m_{\rho}^2}{x^2 E^2}} \left[ \left(1 - x + \frac{1}{2}x^2\right) L - (1 - x) \right], \\ 1 > x = \frac{E_{\rho}}{E} > \frac{m_{\rho}}{E}, \quad L &= \ln \left( 1 + \frac{E^2 \theta_0^2}{M^2} \right), \quad \rho^i = \rho^+, \rho^-, \rho^0, \end{aligned} \quad (31)$$

где  $M$ ,  $m_{\rho}$ ,  $E$  и  $E_{\rho}$  — массы и энергии исходного протона и излученного  $\rho$ -мезона в лабораторной системе.

Интегральные величины  $W_h$ ,  $h = \rho, \pi$ , могут, вообще говоря, превышать единицу, нарушая унитарность. Для того чтобы восстановить унитарность, нужно учесть виртуальные поправки: вершина для излучения одиночного пиона (заряженного или нейтрального) из протона должна содержать радиационные поправки, которые учитывают излучение и поглощение любого количества виртуальных пионов. Для этого мы используем известное выражение для вероятности излучения  $n$  «мягких» фотонов в процессах жестких взаимодействий заряженных частиц, т. е. формулу Пуассона для излучения  $n$  мягких фотонов:  $W^n = (a^n/n!)e^{-a}$ , где  $a$  — вероятность излучения одиночного мягкого фотона [130].

Вероятность излучения мягких нейтральных пионов следует распределению Пуассона, что не характерно для случая излучения заряженных пионов. К счастью, в нашем случае достаточно рассмотреть один заряженный пион в низшем порядке (процесс излучения одного заряженного пиона) плюс любое число реальных и виртуальных пионов с полным нулевым зарядом. В такой конфигурации эта вершина имеет вид произведения борновской вероятности излучения одиночного пиона, умноженной на пуассоноподобный фактор

$$P_{\pi, \rho} = e^{-W_{\pi, \rho}}, \quad (32)$$

который учитывает виртуальные поправки.

Окончательный результат получен с использованием подстановки

$$\sigma(s) \rightarrow \sigma(s) \times \mathcal{R}_\pi, \quad \mathcal{R}_\pi = P_\pi \sum_{k=0}^{k=n} \frac{W_\pi^k}{k!}, \quad (33)$$

где  $\mathcal{R}_\pi$  — перенормировочный фактор для учета того, что есть излучение  $n$  реальных мягких нейтральных пионов, избежавших регистрации.

Что касается рождения двух заряженных пионов, сопровождающих конечное состояние  $X$ , то можно записать:

$$d\sigma^{pp \rightarrow \rho^0 X} = 2 \frac{dW_\rho(x)}{dx} \sigma^{pp \rightarrow X}(\bar{x}s) \times P_\rho. \quad (34)$$

Здесь фактор 2 учитывает две кинематические ситуации, соответствующие излучению вдоль каждой из исходных частиц,  $P_\rho$  — фактор выживания (32), который включает в себя виртуальные радиационные поправки. На рис. 19 показано сечение как функция доли энергии  $\rho$  для двух значений энергии налетающей частицы и угла излучения. Зависимость от  $x$  показывает характерный пик при  $x = x_{\max}$ , который имеет ту же природу, что и в процессе КЭД:

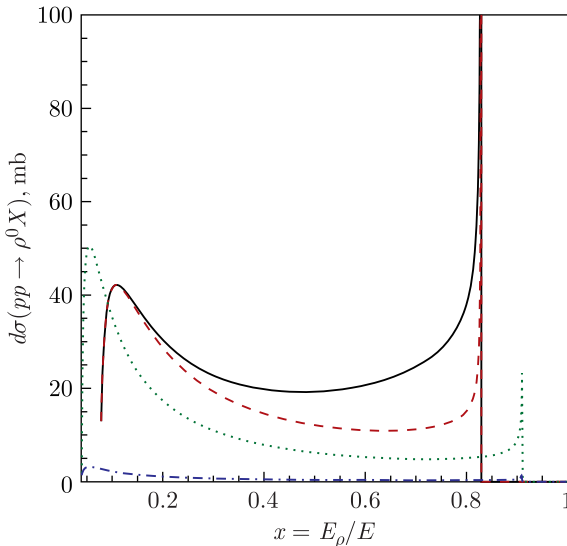


Рис. 19 (цветной в электронной версии). Сечение  $d\sigma(pp \rightarrow \rho^0 X)$  как функция доли энергии  $\rho$  для двух значений энергии налетающей частицы и угла излучения  $\rho$ :  $E = 10$  ГэВ и  $\theta_0 = 10^\circ$  (черная сплошная линия),  $E = 10$  ГэВ и  $\theta_0 = 20^\circ$  (красная штриховая),  $E = 20$  ГэВ и  $\theta_0 = 10^\circ$  (зеленая пунктирная),  $E = 20$  ГэВ и  $\theta_0 = 20^\circ$  (синяя штрихпунктирная)

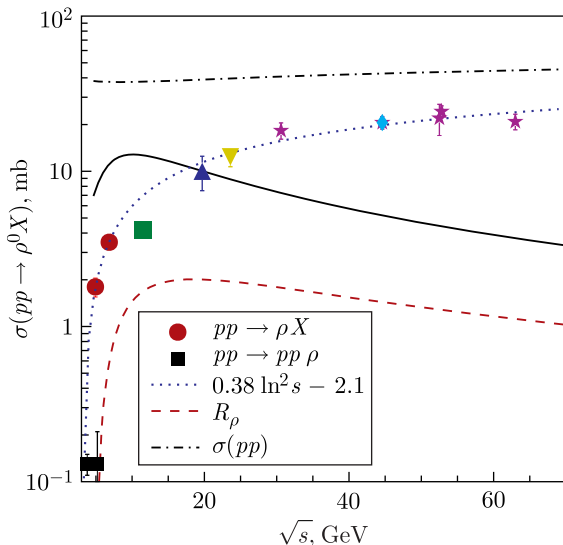


Рис. 20 (цветной в электронной версии). Сечения для рождения  $\rho$ -мезонов в  $pp$ -столкновениях: инклюзивные (разные символы и цвета обозначают разные эксперименты) и эксклюзивные данные из  $pp \rightarrow pp\rho$  (черные квадраты). Черная сплошная линия — представленные вычисления; красная штриховая — перенормировочный фактор из уравнения (33); черная штрихпунктирная — полное  $pp$ -сечение; синяя пунктирная — параметризация из [127]; первая красная точка — инклюзивное измерение из [125]

$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$ . Как объясняется в работе [131], это пороговый эффект, соответствующий рождению пары мюонов, где  $x_{\max} = 1 - 4M_\mu^2/s$ ,  $M_\mu$  — масса мюона.

Предсказание модели для обратного рождения  $\rho$ -мезонов в  $pp$ -столкновениях обозначено на рис.20 черной сплошной линией. Красная штриховая линия — перенормировочный фактор из уравнения (33), проинтегрированный по  $x$ . Полное  $pp$ -сечение (порядка 40 мб) — черная штрихпунктирная линия, и она вполне плавная во всей рассматриваемой области энергии. Синяя пунктирная линия — параметризация инклюзивного сечения рождения  $\rho$  из работы [127]. Имеющиеся данные также показаны разными символами и цветами для инклюзивных измерений и черными квадратами для эксклюзивного рождения  $\rho$ . Обратное рождение может быть порядка нескольких миллибарнов, следовательно, доступно на SPD NICA с начальной низкой светимостью.

Оригинальным приложением является возможность создания нейтронных пучков путем тагирования налетающего протонного пучка отрицательно заряженным мезоном, излученным назад. Происходит реакция обмена зарядом, и в остаточном пучке есть нейтрон, падающий на противоположный пучок.



Итак, понимание рождения чарма (явного или скрытого) должно объединить различные ступени реакции — жесткий процесс на уровне партонов с рождением  $c\bar{c}$ -мезонов и адронизацию  $c\bar{c}$  в  $J/\psi$  или в очарованные адроны (мезоны и барионы), включая взаимодействие в конечном состоянии рожденных очарованных адронов с другими частицами. Относительно большие переданные импульсы в большинстве процессов рождения  $J/\psi$  в столкновениях адронов позволяют изучать первый этап в рамках пКХД. Но применимость КХД не так очевидна для описания адронизации  $c$ -кварка. В этом отношении точные данные, собранные в диапазоне энергии SPD NICA, предоставят важную информацию, особенно при покрытии широкого диапазона энергии выше порога. Сечения рождения легких мезонов, например  $\rho$ -мезона, значительно проще для измерений. Сбор точных систематических данных должен помочь улучшить модели, а также интересен для изучения столкновений с тяжелыми мишенями. Обратная кинематика могла бы внести оригинальный вклад в эту область, открывая альтернативную возможность для генерации нейтронных пучков.

## 7. ЭКСКЛЮЗИВНЫЕ ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ С ДЕЙТРОНОМ НА NICA\*

В данном разделе показано, что реакция  $p^2H \rightarrow ppn$  при большой передаче импульса одному из нуклонов дейтрона чувствительна к пространственно-временной эволюции процесса жесткого  $pN$ -рассеяния. Этот же процесс в другой кинематике позволяет изучить короткодействующие корреляции в дейтроне. Использование пучков поляризованных дейтронов даст уникальную возможность разделить  $S$ - и  $D$ -волновые компоненты волновой функции дейтрона при больших относительных импульсах. Отмечается также возможность поиска нуклонных компонент короткодействующих корреляций.

Наше понимание динамики нуклон-нуклонных ( $NN$ ) взаимодействий в энергетическом диапазоне  $\sqrt{s} \sim 5\text{--}20$  ГэВ до сих пор весьма ограничено. В частности, не ясно, где происходит переход от непertурбативной динамики к пертурбативной в двухчастичных процессах с большой передачей импульса ( $-t$ ). Это касается даже самых базовых процессов упругого нуклон-нуклонного рассеяния при больших значениях  $-t$ . Например, остаются загадкой большие спиновые эффекты в рассеянии поляризованных протонов на большие углы [38] и сложная энергетическая зависимость ядерной прозрачности в рассеянии на большие углы налетающих протонов на протонах ядра [44]. В то же время последние данные наблюдений двухнуклонных короткодействующих/высокоэнергетических корреляций в ядрах, полученные

---

\*Этo раздел написан М. И. Стрикманом (e-mail: mxs43@psu.edu).

в основном по рассеянию электронов на нуклонах (см. обзоры [132, 133]), требуют подтверждения, а также проверки универсальности короткодействующих корреляций (КДК) с использованием других налетающих частиц: протонов, фотонов и т. п.

Вопросы, связанные с изучением короткодействующей/высокоимпульсной ядерной структуры и динамики процессов с большой передачей импульса, тесно переплетены: понимание жесткой динамики процессов взаимодействия двух тел также необходимо для прецизионного изучения ядерной структуры на малых расстояниях.

Возможны несколько стратегий подхода к этим вопросам. Здесь рассмотрим реакции с дейтроном, так как волновая функция нерелятивистского дейтрона хорошо известна, следовательно, данные измерений можно сравнивать с данными детальными вычислениями. Также использование дейтрона позволяет выбрать особые кинематические области, в которых  $pd$ -рассеяние чувствительно к ядерным короткодействующим корреляциям. Кинематика коллайдера имеет несколько преимуществ, так как все частицы в обсуждаемых в данной задаче реакциях имеют большой импульс, следовательно, могут быть легко зарегистрированы.

**7.1. Исследование динамики нуклон-нуклонного взаимодействия в квазиупругом рассеянии протона на дейтроне.** Самая простая реакция, которую интересно изучить, — это процесс  $pd \rightarrow ppn$ , в котором один из нуклонов имеет малый поперечный импульс, а два других движутся приблизительно антипараллельно (back to back) с большими поперечными импульсами [134, 135].

В импульсном приближении этот процесс соответствует упругому рассеянию налетающего протона на квазисвободном нуклоне мишени. Однако существуют кинематические условия, когда доминируют вклады мягкого перерассеяния начального и конечного нуклонов, которые сопровождают жесткую  $pp(pn)$ -реакцию. Эйкональное приближение, которое учитывает релятивистскую кинематику в соответствии с диаграммами Фейнмана, отражает важную роль взаимодействий в начальном и конечном состояниях в угловой и импульсной зависимости дифференциального сечения в хорошо определенной кинематике. Условие применимости обобщенного эйконального приближения [136] состоит в том, что угол рассеяния в с. ц. м. и инвариантная масса системы двух нуклонов должны быть достаточно большими, так что  $-t, -u \geq 2 \text{ ГэВ}^2$ .

В работах [5, 6] было высказано предположение о том, что нуклоны в элементарной реакции взаимодействуют в конфигурациях малых размеров с малым сечением, — о так называемом явлении ЦП. Этот эффект уменьшается вследствие пространственно-временной эволюции волновых пакетов нуклонов [137, 138]. Однако эффект эволюции очень мал для дейтрона, в котором типичные расстояния между нуклонами в амплитуде перерассеяния  $\leq 1,5$  фм. Следовательно, обсуждаемый процесс позволяет *измерить размер*

волнового пакета нуклона практически непосредственно в точке взаимодействия.

Подчеркнем, что жесткая динамика в  $pp$ - и  $pn$ -упругом рассеянии может быть довольно различной [139]. Следовательно, важно сравнить каналы  $pp$  и  $pn$  с большими значениями  $p_t$ .

Эксперименты с поляризованными пучками существенно дополняют эту программу. Изучение зависимости сечения от поляризации дейтрона позволяет лучше разделить кинематические области, в которых доминируют импульсное приближение, двойное или тройное рассеяние, в то время как изучение процессов  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow pNN$  позволит понять спиновую структуру как  $pp$ -, так и  $pn$ -упругого рассеяния при больших значениях  $t$  (последнее практически неизвестно). Также появится возможность выяснить, включает ли в себя эффект А. Д. Криша [38] (большая разница между сечениями упругого рассеяния протонов с параллельными и антипараллельными спинами) столкновения протонов в конфигурациях с размерами, зависящими от ориентации спина.

Возможно будет изучать эффекты когерентности в каналах, в которых обмен глюонами в  $t$ -канале невозможен, например в реакции  $pd \rightarrow \Delta NN$ . В частности, можно будет протестировать эффект киральной прозрачности, предложенный в работе [140], — подавление пионного поля в нуклонах, испытывающих рассеяние с большим значением  $-t$ .

**7.2. Исследование микроскопической структуры дейтрона.** Как отмечено во введении, доминирующий источник КДК в ядре — протон-нейтронные корреляции с теми же квантовыми числами, что и у дейтрона, и высокоимпульсным «хвостом», как у дейтрона. Следовательно, дейтрон аналогичен атому водорода для физики КДК. Только после того, как будет протестирована экспериментально точность приближений, используемых для описания  $pd$ -реакции, станет возможно проведение высокоточного изучения КДК в тяжелых ядрах.

В работах [134, 135] показано, что при особых кинематических условиях (в частности, при низком поперечном импульсе медленных нуклонов в системе покоя дейтрона) эффект взаимодействия в начальном и конечном состояниях может быть учтен перемасштабированием сечения, вычисленного в рамках плосковолнового импульсного приближения. В этой кинематике можно будет проверить универсальность волновой функции, в частности ее независимость от передачи импульса в элементарной реакции. Ожидается, что такая факторизация нарушается при достаточно больших значениях  $-t$  и  $-u$ , при которых рассеяние включает в себя взаимодействие нуклонов в конфигурациях малых размеров (режим ЦП), так как конфигурации малых размеров подавляются в связанных нуклонах и эффект подавления растет с увеличением схода нуклона с массовой поверхностью [138].

Изучение ненуклонных конфигураций в дейтроне, так же как и релятивистских эффектов, имеет особое значение. Одной из возможностей является

поиск ненуклонных степеней свободы типа шестикварковых конфигураций в реакции рождения двух  $\Delta$ -изобар  $pd \rightarrow \Delta^{++} + p + \Delta^-$  с  $\Delta^{++}$  и протонами, летящими в противоположных направлениях, и с  $\Delta^-$  в области фрагментации дейтрона с долей импульса на световом конусе  $\alpha_\Delta = 2p_\Delta^-/p_d^- \geq 1$  (т. е. с медленной  $\Delta^-$  в системе покоя дейтрона, импульс протона — вдоль направления  $z$ ).

В долгосрочной перспективе, когда станут доступны поляризованные пучки дейтронов, будет возможно разделить вклады  $S$ - и  $D$ -волн в КДК и сравнить различные релятивистские модели дейтрона: приближение светового конуса и виртуального нуклона. Разница между предсказаниями этих моделей велика уже при импульсе нуклона  $\sim 300$  МэВ/с в системе покоя дейтрона.

## 8. СКЕЙЛИНГОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ С ЛЕГЧАЙШИМИ ЯДРАМИ И СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ \*

Дифференциальные сечения различных бинарных реакций с легчайшими ядрами при высоких энергиях и больших фиксированных углах рассеяния находятся в качественном согласии со степенной зависимостью вида  $s^{-n}$ , заданной правилами кваркового счета, где  $s$  — квадрат инвариантной массы системы. Мы предлагаем измерить дифференциальное сечение и анализирующую способность дейтрона в упругом  $dp$ -рассеянии на SPD NICA в целях поиска области перехода от мезон-барионных степеней свободы к кварк-глюонным в структуре дейтрона.

Структура легчайших ядер при малых расстояниях  $r_{NN} < 0,5$  фм или при высоких относительных импульсах  $q > \hbar/r_{NN} \sim 0,4$  ГэВ/с является фундаментальной проблемой ядерной физики. Один из самых важных вопросов связан с поиском начала области перехода от мезон-барионной картины к кварк-глюонной для описания структуры ядра. Четкий сигнал перехода в область конститuentных кварков задается правилами кваркового счета (ПКС, constituent counting rules) [141, 142]. Согласно размерному скейлингу дифференциальное сечение бинарной реакции при достаточно высокой энергии налетающей частицы и больших углах рассеяния может быть параметризовано как  $d\sigma/dt \sim s^{-(n-2)} f(t/s)$ , где  $n$  — суммарное число конститuentных кварков всех адронов/ядер, участвующих в реакции,  $s$  и  $t$  — переменные Мандельштама. Дифференциальные сечения многих жестких процессов со свободными адронами находятся в согласии с ПКС при энергиях в несколько гигаэлектронвольт. Свойства реакций с легчайшими ядрами, в которых проявляются ПКС, наблюдаются в реакции фотодезинтеграции дейтрона  $\gamma d \rightarrow pn$

---

\*Этот раздел написан В. П. Ладыгиным (e-mail: vladysin@jinr.ru) и Ю. Н. Узиковым.

при  $E_\gamma = 1-4$  ГэВ и ядра  ${}^3\text{He}$  в реакции  ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$ ,  $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow dp$ . Более ранние данные по реакциям  $dd \rightarrow {}^3\text{He}p$ ,  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$  [143] и  $pd \rightarrow pd$ , как было показано в работе [144], также следуют ПКС с  $s^{-22}$  и  $s^{-16}$  соответственно при удивительно низких энергиях — порядка 0,5 ГэВ. Недавно наблюдалось согласие поведения сечения реакции  $pd \rightarrow pd$  с ПКС [145, 146] при более высоких энергиях. Однако реакция с рождением пиона  $pp \rightarrow d\pi^+$  не следует ПКС, показывая дифференциальное сечение  $\sim s^{-9}$  вместо  $s^{-12}$ . Одно из возможных объяснений этому — частичное восстановление киральной симметрии при достаточно высокой энергии возбуждения [147]. Но систематического изучения поведения сечений реакций с легчайшими ядрами в свете ПКС нет. Так, используя модель векторной доминантности и учитывая наблюдаемое ПКС-поведение сечения реакции  $\gamma d \rightarrow pn$ , можно ожидать для сечения реакции  $pn \rightarrow d\rho^0$  зависимость вида  $\sim s^{-12}$ . Важно знать, следует ли реакция  $pn \rightarrow d\rho^0$  ПКС и при какой минимальной энергии начинают работать ПКС в этой и других реакциях. Далее, возможная связь между ПКС-поведением неполяризованного сечения и спиновых наблюдаемых в одной и той же реакции на практике неизвестна. Установка SPD NICA предоставляет хорошую возможность для изучения этих вопросов с использованием поляризованных пучков в столкновениях  $pp$ ,  $dd$  и  $pd$ .

Результаты для поляризационных наблюдаемых в индуцированных дейтроном реакциях с большим поперечным импульсом противоречивы. Результаты по тензорной поляризации  $t_{20}$  для упругого  $ed$ -рассеяния [148], полученного в JLab, могут быть вполне хорошо воспроизведены при  $Q^2 \leq 1,7$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> ковариантной релятивистской моделью [149] без вклада ненуклонных степеней свободы. Предсказания пКХД [150] неприменимы для этих передач импульса. В то время как электромагнитные формфакторы для дейтрона в модели AdS/QCD с мягкой стенкой (soft-wall) [151] находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, формфакторы отражают корректное степенное поведение  $1/Q^{10}$  при больших значениях  $Q^2$ , что находится в согласии с ПКС. Таким образом, тензорная анализирующая способность  $t_{20}$  [148] демонстрирует несоответствие предсказаниям модели AdS/QCD с мягкой стенкой [152].

Сечение высокоэнергетической двухчастичной дезинтеграции дейтрона  $\gamma d \rightarrow pn$  при больших углах в с.ц.м. [153, 154] показывает скейлинговое поведение до 5,5 ГэВ, предсказанное ПКС [141, 142]. Недавние измерения поляризации протона [155] при энергиях до 2,4 ГэВ также находятся в согласии с предсказаниями пКХД с сохранением адронной спиральности [156], но не с передачей поляризации, полученной в том же эксперименте.

Векторная  $A_y$  и тензорная  $A_{yy}$  анализирующие способности в упругом  $dp$ -рассеянии, полученные при  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  и  $90^\circ$  в с.ц.м., в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  показаны на рис. 21, *a* и *b* соответственно. Там же открытыми точками отмечены мировые данные, полученные на установ-

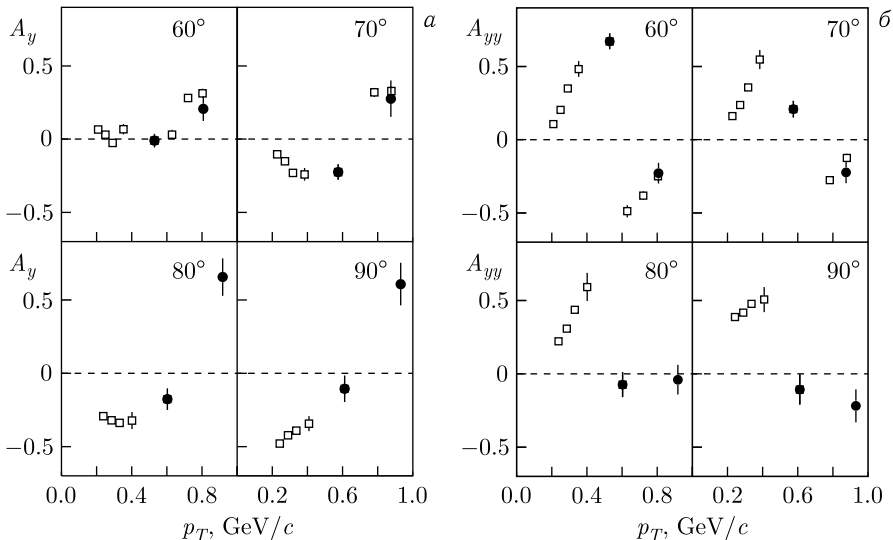


Рис. 21. Векторная  $A_y$  (а) и тензорная  $A_{yy}$  (б) анализирующие способности в упругом  $dp$ -рассеянии, полученные при фиксированных углах в с. ц. м.:  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  и  $90^\circ$

ках RIKEN, Saturne и ANL, черными точками — результаты, полученные на нуклотроне [157, 158]. Анализирующие способности показывают изменения знаков при  $p_T \sim 650$  МэВ/с и асимптотическое поведение при больших поперечных импульсах. Отметим, что отрицательный знак  $A_{yy}$  наблюдается также в инклюзивном развале дейтрона при больших значениях  $p_T$  [159, 160].

Тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности в упругом  $dp$ -рассеянии, полученные при  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  и  $90^\circ$  в с. ц. м., в сравнении с поперечным импульсом  $p_T$  [157, 158] показывают отрицательную и положительную асимптотики соответственно. Отметим, что отрицательный знак  $A_{yy}$  наблюдается также в инклюзивном развале дейтрона при больших значениях  $p_T$  [159, 160].

Было бы интересно расширить диапазон измерений при больших значениях  $p_T$ , в котором ожидается проявление ненуклонных степеней свободы. Новые точные данные измерений с малыми статистическими и систематическими погрешностями при энергиях выше чем  $\sqrt{s} \geq 3,3$  ГэВ и различных углах рассеяния требуются для того, чтобы сделать вывод о применимости ПКС [141, 142] в упругом  $dp$ -рассеянии. Также предлагаем измерить различные векторные и тензорные анализирующие способности в упругом  $dp$ -рассеянии при энергиях SPD.

Измерения упругого  $dp$ -рассеяния могут быть проведены или с поляризованными дейтронами и неполяризованными протонами, или с неполяри-

зованными дейтронами и поляризованными протонами. События упругого  $dp$ -рассеяния могут быть отобраны с использованием критериев корреляции азимутального и полярного углов рассеяния. Векторная  $A_y$  и тензорная  $A_{yy}$ ,  $A_{xx}$  анализирующие способности будут измерены одновременно в случае вертикально поляризованного пучка дейтронов. Погрешности для тензорной ( $\Delta A_{yy} \sim 0,09$ ,  $\Delta A_{xx} \sim 0,09$ ) и векторной ( $\Delta A_y \sim 0,03$ ) анализирующих способностей могут быть достигнуты при угле рассеяния  $\sim (90 \pm 5)^\circ$  и  $\sqrt{s} \sim 4,5$  ГэВ ( $p_T \sim 1,7$  ГэВ/ $c$ ) за 30 сут работы пучка при светимости  $\mathcal{L} \approx 10^{29}$  см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ . Мы предполагаем  $\sim 75\%$  поляризации пучка от идеальных значений поляризации для различных спиновых мод. Скорость счета была оценена с использованием параметризации сечения упругого  $dp$ -рассеяния из работы [146]. Спиновые корреляции могут быть изучены в квазисвободном упругом  $dp$ -рассеянии с использованием  $dd$ -столкновений.

## 9. МНОГОКВАРКОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И РОЖДЕНИЕ ЭКЗОТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ АДРОНОВ\*

Многокварковые корреляции в столкновениях частиц и ядер при энергиях NICA играют важную роль в понимании КХД. Процессы, которые связаны с многокварковыми степенями свободы, могут помочь понять различные аспекты КХД, начиная с многокварковых флуктонов, дикварков, многопартоного рассеяния и заканчивая рождением экзотических резонансов, а также выполнить широкую и богатую физическую программу эксперимента SPD.

**9.1. Многокварковые корреляции и рождение экзотических состояний на SPD NICA.** Явления, связанные с многокварковыми корреляциями, могут быть разбиты на четыре класса.

Первый связан с функциями партонного распределения (ФПР) сталкивающихся ядер. В приближении ведущего твиста в ядерных ФПР присутствует вклад при больших значениях  $x$  ( $x > 1$ ), связанный с флуктуациями ядерной материи [161], которые, в свою очередь, известны как многокварковые флуктоны (см. работы [162–166] и ссылки в них) или как малонуклонные короткодействующие корреляции (см., например, работы [138, 167, 168] и ссылки в них). Флуктоны — это компактные многонуклонные состояния с размороженными цветовыми кварк-глюонными степенями свободы (см., например, [162–164, 169–180]).

Второй класс связан с вкладами высшего твиста за счет двух- и/или трехкварковых корреляций в ФПР адронов и ядер.

---

\*Этот раздел написан В. Т. Кимом (e-mail: kim\_vt@pnpi.nrcki.ru), А. А. Шавриным (e-mail: shavrin.andrey.cp@gmail.com) и А. В. Зеленовым (e-mail: zelenov\_av@pnpi.nrcki.ru).

Третий класс относится к многопартонным подпроцессам рассеяния в адронных и ядерных столкновениях. Многопартонное рассеяние возникает тогда, когда два или более партона в каждом соударяющемся объекте одновременно рассеиваются друг на друге.

Четвертый класс явлений может быть связан с рождением экзотических многокварковых резонансных состояний, например тетракварков или пентакварков.

Ниже кратко описаны возможные исследования, которые могут пролить свет на все упомянутые выше классы многокварковых явлений, обогатив и расширив физическую программу эксперимента SPD.

**9.2. Многокварковые корреляции: флуктоны в ядрах.** Флуктуации ядерной материи были рассмотрены в работе [161] после открытия рассеяния в заднюю полусферу на ядрах [181,182]. Такие флуктуации могут образовывать флуктоны, компактные многонуклонные состояния или, другими словами, короткодействующие малонуклонные корреляции.

Флуктоны прямо связаны с кумулятивным рождением адронов в области ядерной фрагментации [183,184]. Флуктонный подход [179], который основан на КХД-факторизации для жестких процессов и ограничений, вытекающих из эффекта, наблюдаемого коллаборацией EMC\*, предсказывает дополнительное ядерное кварковое море, которое имеет довольно жесткое импульсное распределение: наклон по  $x$  такого дополнительного флуктонного моря равен наклону по  $x$  валентных кварков при  $x > 1$ . Это ведет к «суперскейлингу» для кумулятивного рождения адронов при  $x > 1$  в области ядерной фрагментации:  $x$ -наклоны всех распределений кумулятивных адронов (включая «морские» адроны) [179,185] приблизительно равны между собой. Эффект суперскейлинга был экспериментально подтвержден группой ИТЭФ [186,187].

Ядерные флуктоны состоят из нуклонов, которые сжаты до размеров, сопоставимых с размерами самих нуклонов, поэтому флуктон с пятью или шестью нуклонами может рассматриваться как холодная плотная барионная материя, поскольку эффективная ядерная плотность будет такой же высокой, как и в центре нейтронных звезд [132]. В такой плотной ядерной среде могут возникать эффекты нарушения CP-симметрии [188].

В кумулятивных процессах в центральной области с большими значениями  $p_T$  помимо флуктонного вклада от ядерных ФПР при  $x > 1$  должны быть учтены некоторые другие процессы, например вклады от ФПР другого сталкивающегося объекта и возможные внутриядерные эффекты перерассеяния [189,190]. Таким образом, вне области ядерной фрагментации можно наблюдать отклонения от суперскейлинга для кумулятивного рождения.

---

\*European Muon Collaboration.



Для многих наблюдаемых два популярных подхода — флуктоны и короткодействующие нуклонные корреляции — дают сходные предсказания, например, рождения кумулятивных частиц, ядерных структурных функций в глубоконеупругих процессах с лептонами и т. д. Однако есть существенная разница между двумя подходами — степени свободы дополнительных морских кварков, которые приписываются флуктонному морю в ядерных ФПП при  $x > 1$ .

Жесткое флуктонное антикварковое море [179] может проявлять себя при образовании массивных лептонных пар [191–193] и рождении  $J/\psi$  в кумулятивной области [194, 195]. В эксперименте SPD можно изучать процессы рождения  $J/\psi$  в  $pd$ - и  $dd$ -столкновениях при  $x > 1$ , которые должны быть чувствительны к жесткому флуктонному антикварковому морю дейтронов.

**9.3. Малокарковые корреляции: дикварки.** Другой тип кварковых корреляций — это малокарковые короткодействующие корреляции: дикварковые и трикварковые состояния в барионах. Дикварковые состояния стали обсуждаться сразу же после появления кварковой модели адронов (см. обзоры [196, 197]). Это важный источник [198–202] рождения барионов с боль-

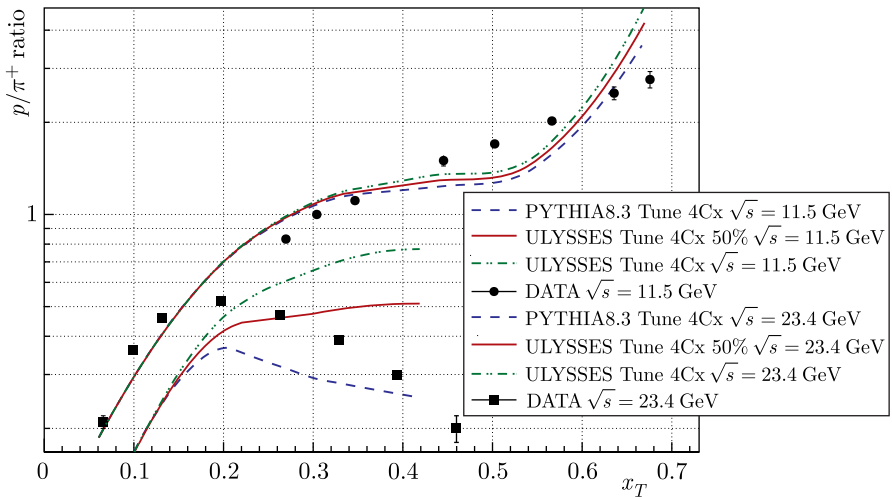


Рис. 22 (цветной в электронной версии). Отношение инклюзивных инвариантных сечений  $p/\pi^+$  при  $\theta_{cm} = 90^\circ$  в  $pp$ -столкновениях в сравнении с данными ИФВЭ (Протвино) [204] (кружки) при  $\sqrt{s} = 11,5$  ГэВ и Фермилаб (Батавия) [203] (квадраты) при  $\sqrt{s} = 23,4$  ГэВ. В предварительных предсказаниях генератора Монте-Карло ULYSSES [205] с учетом дикварковых подпроцессов красная сплошная линия соответствует вероятности 0,5 дикваркового состояния в протоне, зеленая штрихпунктирная линия — вероятности 1,0. Предсказания с помощью стандартной программы PYTHIA8.3 [206] без дикварковых подпроцессов показаны синей штриховой линией

шими значениями  $p_T$  [200, 203, 204]. С помощью дикваркового вклада как вклада высшего твиста можно описать сильные нарушения скейлинга в глубоконоупругом рассеянии нуклонов и при рождении барионов с большими значениями  $p_T$  в жестких столкновениях нуклонов при энергиях SPD [201, 202, 205] (рис. 22).

Большинство исследований дикварков были проведены в рамках инклюзивного подхода. Коллаборация ABCDHW на ISR (ЦЕРН) нашла более убедительные доказательства [207, 208] проявления дикварков в двухчастичных корреляциях. SPD позволяет изучать двухчастичные корреляции между барионами с большими значениями  $p_T$  (протон,  $\Delta^{++}$ ,  $\Lambda^0$  и т. д.) и связанными адронами, что, в свою очередь, способно раскрыть более полно кварковую структуру. Следовательно, измерения в эксперименте SPD различных двухчастичных корреляций должны помочь более детально изучить дикварковую структуру протонов.

**9.4. Многопартонное рассеяние.** Имеется также важный аспект столкновений адронов, который изучается с 1970-х гг. [209–216]. Существуют два основных подхода к описанию многопартонного рассеяния в зависимости от того, рассматривается ли оно как эффект высшего твиста или нет [217–221]. Во всех подходах главным объектом рассмотрения является импульсная многопартонная функция распределения, которая к тому же усложняется многопартонной функцией распределения в координатном пространстве. Следовательно, с помощью измерений малочастичных корреляций в эксперименте SPD можно изучать многопартонные процессы рассеяния [205], которые связаны с двух- и трехмерными ФПР в импульсном и координатном пространствах.

В эксперименте SPD можно изучать многопартонное распределение в протоне с помощью многопартонного рассеяния, которое дает, в частности, характерные азимутальные двухчастичные корреляции. Например, двухпартонное рассеяние должно увеличивать двухпартонные корреляции вне плоскости рассеяния, в которой однократное партон-партонное рассеяние является доминирующим [179], образуя структуру «хребта» [223]. Предсказания генератора Монте-Карло ULYSSES [205] с учетом дикварковых подпроцессов и PYTHIA8.3 для двухчастичной корреляционной функции двух протонов

$$R_{12} = \sigma^{\text{in}} \frac{E_1 E_2 d^6 \sigma}{d^3 p_1 d^3 p_2} \left/ \left( \frac{E_1 d^3 \sigma}{d^3 p_1} \frac{E_2 d^3 \sigma}{d^3 p_2} \right) \right.$$

показаны на рис. 23 для плоскости рассеяния и вне ее при  $\sqrt{s} = 23,4$  ГэВ.

Двухчастичная корреляционная функция вне азимутальной области плоскости рассеяния прямо связана с двухпартонным сечением рассеяния. Многопартонное рассеяние может быть важным для образования многокварковых систем и ядер [205, 224].

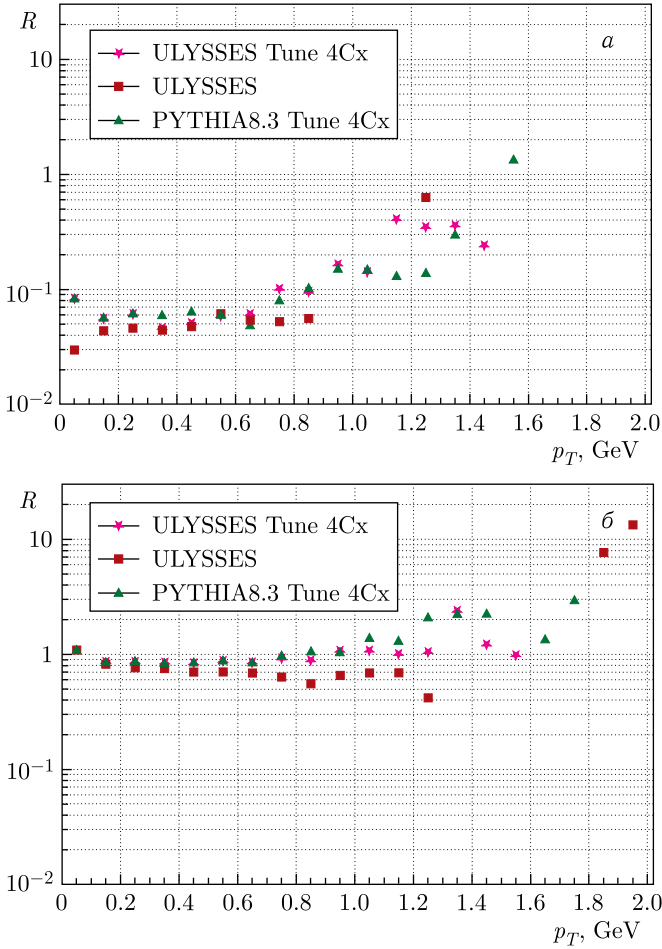


Рис. 23 (цветной в электронной версии). Двухпартонная корреляционная функция при  $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$  в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 23,4$  ГэВ как функция  $p_T$  ( $\approx p_{T1} \approx p_{T2}$ ) для двух областей с азимутальной угловой разницей: *a*) для области обратного рассеяния ( $\Delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2| \approx \pi$ ); *б*) вне ее ( $\Delta\varphi \not\approx \pi$ ). Показаны предварительные предсказания генератора Монте-Карло ULYSSES [222] с учетом дикварковых подпроцессов при различных опциях (красные квадраты и пурпурные звезды) и PYTHIA8.3 [206] (зеленые треугольники) без дикварковых подпроцессов

**9.5. Рождение многокварковых экзотических состояний.** С помощью многопартонного рассеяния предоставляется уникальная возможность исследования рождения различных многокварковых состояний и легких ядер [205, 224] при энергиях SPD.

Первоначальный энтузиазм возник после того, как коллаборации LEPS [225], DIANA [226] и CLAS [227] обнаружили резонансное состояние, которое соответствовало квантовым числам  $\Theta^+$ -пентакварка с очень узкой шириной, как было предсказано в работе [228].

В то же время возникла довольно противоречивая ситуация. Большинство поисков  $\Theta^+$ -пентакварка были безрезультатны, тогда как некоторые исследователи [226, 229–231] по-прежнему настаивают на его обнаружении (см. отражение экспериментальной ситуации, например, в [232, 233]). Также были статьи, в которых пытались объяснить, почему в одних экспериментах могли наблюдаться состояния с  $\Theta^+$ -пентакварком, тогда как другие были недостаточно чувствительными (см., например, [234]). Схожая ситуация и с другими многокварковыми состояниями:  $H$ -дигипероном [235–238] и т. д.

Сечение рождения многокварковых состояний зависит от их кварковой структуры и механизма рождения. Например, атомные или молекулярные структуры ведут к различным механизмам рождения и различным парциальным ширинам образования конечных состояний.

Рождение многокварковых систем с возможными дикварковыми структурами [222, 239–242] при больших углах может быть усилено за счет двойного дикварк-кваркового рассеяния [205, 224]. Исследования по инклюзивным и двухчастичным корреляциям с рождением легких ядер и антиядер должны помочь установить две стадии механизма рождения: многопартонное рассеяние и процесс фрагментации/синтеза [205, 224] (рис. 24).

До сих пор большинство отрицательных поисков пентакварков и  $H$ -дигиперонов были проведены при малых углах рождения. Следовательно, эксперимент SPD предоставляет уникальную возможность поиска таких многокварковых состояний в еще неисследованной кинематической области.

Краткие итоги этого раздела:

- Исследования инклюзивного рождения частиц и малочастичных корреляций в разных кинематических областях в  $pp$ -столкновениях при высокой светимости на SPD должны проявить такие кварковые корреляции, как дикварковые состояния в протонах.

- Многопартонное распределение в протоне может быть изучено с помощью многопартонного рассеяния, которое дает характерные азимутальные

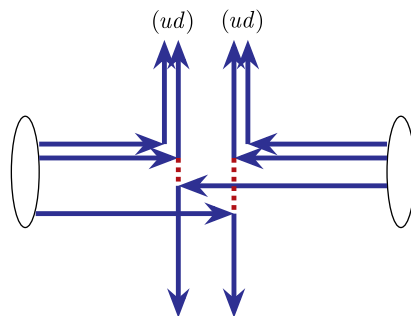


Рис. 24. Рождение многокварковых систем (пентакварков,  $H$ -дигиперонов и др.) и дейтронов при больших углах с помощью двойного дикварк-кваркового рассеяния [205, 224] в столкновениях нуклонов

двухчастичные корреляции. В частности, двухпартонное рассеяние должно увеличить двухчастичные корреляции вне области плоскости рассеяния.

- В эксперименте SPD можно исследовать такие новые механизмы рождения, как двойное кварк-дикварковое рассеяние и другие многопартонные подпроцессы рассеяния, которые могут привести к усиленному рождению экзотических многокварковых резонансных состояний и легких ядер при больших углах.

- $pd$ - и  $dd$ -столкновения при высокой светимости могут пролить свет на различие между многокварковыми флуктонами и короткодействующими корреляциями нуклонов с помощью измерения кумулятивного рождения антипротонов и  $K^-$ -мезонов. Процессы столкновения с легкими ядрами должны быть достаточно чувствительными к жесткому флуктонному антикварковому морю.

Таким образом, эксперимент SPD NICA имеет уникальную возможность проверить и расширить наше понимание разнообразных аспектов многокварковых корреляций: от дикварковых подструктур протона, двухпартонного рассеяния, холодной плотной барионной материи до рождения экзотических многокварковых резонансов, и имеется большой потенциал для обнаружения новых экзотических многокварковых состояний и новых механизмов рождения в высокоэнергетических столкновениях адронов.

## 10. НЕУПРУГИЕ $dd$ - и $pd$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ НЕЙТРОН-ПРОТОННЫХ СИСТЕМ ПРИ СИЛЬНОМ СЖАТИИ \*

В данном разделе рассматривается возможность регистрации на установке SPD NICA легких дибарионов, приводятся экспериментальные и теоретические указания на их существование, которые ранее были получены в ОИЯИ. Основное внимание уделяется описанию возможных наблюдаемых эффектов, а также формулировке требований к измерительной аппаратуре, необходимой для их успешной регистрации.

### 10.1. Малонуклонные системы и фазовые переходы в ядерной материи.

В настоящее время существует ряд фундаментальных теоретических указаний на то, что холодное ядерное вещество при сильном сжатии должно претерпевать различные фазовые изменения (см., например, [243]). Будущие эксперименты на MPD NICA нацелены на изучение условий превращения нуклонной ядерной материи в кварки и глюоны, а также возможности наблюдения кирального фазового перехода в столкновениях тяжелых ядер. Традиционная ядерная физика, а также астрофизические ограничения на состояния плотного ядерного вещества пока не дали прямого доказательства существования

---

\*Этот раздел написан Б.Ф. Костенко (e-mail: bkostenko@jinr.ru).

таких процессов [244]. Схожая ситуация сохраняется и при описании систем с малым числом нуклонов, свойства которых можно было бы положить в основу микроскопической теории фазовых переходов в сталкивающихся ядрах с большим числом нуклонов. Так, уже давно было высказано предположение о том, что различные мультибарионные состояния со скрытым цветом могут присутствовать в ядрах в виде конфигурационной примеси к обычному нуклонному состоянию [245]. В то же время продолжают развиваться и другие представления, основанные на предположении о способности нуклонов сохранять свою индивидуальность даже в короткоживущих сверхплотных ядерных флуктуациях, в которых нуклоны обладают импульсом, во много раз превышающим ядерный импульс Ферми [246]. Попытка найти экспериментальные проявления многокварковой компоненты в волновой функции атомных ядер была предпринята в рамках флуктонной модели [162,247]. Ей успешно оппонировала модель короткодействующих корреляций [248], учитывающая высокоимпульсную составляющую нуклонной компоненты волновой функции ядер. И хотя в последнее время обе эти точки зрения значительно сблизились (благодаря признанию возможности модификации состояний самих нуклонов внутри короткодействующих корреляций), до полного понимания этих процессов, видимо, пока далеко.

Эксперименты на установке MPD NICA должны дать ответ на многие вопросы, связанные с проблемой фазовых переходов в тяжелых ядрах при высоких плотностях и умеренных температурах. Поскольку теория этих явлений крайне сложна, интерпретация будущих экспериментальных данных может оказаться весьма неоднозначной. В связи с этим изучение различных превращений именно в малонуклонных системах представляет особый интерес. Проводя аналогию с теорией электронно-ионной плазмы, можно сказать, что знание характеристик малонуклонных систем в условиях сильного сжатия может дать информацию настолько же важную для будущей теории, насколько знание ионизационных характеристик атомов необходимо для построения микроскопической теории обычной плазмы.

**10.2. Поиск новых дибарионов на установке SPD NICA.** Имеется ряд теоретических и экспериментальных указаний на существование легких дибарионных возбуждений в двухнуклонных системах [249–251]. Их анализ позволяет предположить реальную возможность наблюдения соответствующих событий, так как отвечающие им сечения в определенной кинематической области могут быть сопоставимы с сечениями жесткого упругого нуклон-дейтронного рассеяния. Например, в работе [251] наблюдался пик, который до настоящего времени интерпретируется как квазисвободное выбивание дейтроном-мишенью нуклона из налетающего дейтрона в реакции  $d + d \rightarrow d + X$ . Однако его большую ширину трудно объяснить только внутренним движением нуклонов в разбиваемом дейтроне. В то же время кинематический анализ показывает, что процессы рассеяния дибарионов, суще-

ствовавших в релятивистском дейтроне в виртуальной форме еще до столкновения, также могли внести вклад в наблюдавшийся пик [249]. В экспериментах [250], в которых измерялись эффективные массы двухнуклонных систем, образовавшихся после испускания нескольких (до 5) пионов из высоковозбужденных нейтрон-протонных систем, есть указания на наблюдение узких дибарионов, массы которых описываются простой формулой [249]:  $M_n = M_d + 10,08n$  МэВ, где  $M_d = 1875,6$  МэВ — масса дейтрона\*. Вряд ли можно считать простым совпадением то, что уширение пика, вызванное «квазисвободным» выбиванием нуклона в эксперименте [251], допускает правдоподобное объяснение [249] рассеянием *тех же* дибарионов, что и в эксперименте [250]. Конечно, эти доводы дают лишь косвенные указания в пользу существования легких дибарионов. В то же время необходимо отметить, что аргументы, приведенные в работе [252] против их существования, менее убедительны: во-первых, в работе [250] было изучено большее количество событий, чем в [252]; во-вторых, в работе [252] использовались события с более слабым «охлаждением» сильновозбужденного дибариона, т. е. она основана на событиях с меньшим числом вторичных пионов, испущенных высоковозбужденной дибарионной системой. И, наконец, даже несмотря на все это, в работе [252] наблюдались значительные вариации измеренных сечений, которые трудно объяснить простыми статистическими флуктуациями.

Вышеописанные факты говорят о том, что легкие дибарионы могли уже рождаться в некоторых из ранее проведенных экспериментов, но не были распознаны достоверно из-за недостаточного спектрального разрешения существовавших в то время экспериментальных установок. Проводя аналогию с историей открытий, последовавших после изобретения микроскопа, можно сказать, что среда, которая содержит достаточное число ненаблюдавшихся ранее объектов, предположительно известна, но устройство, позволяющее их отчетливо увидеть, пока не создано. Далее мы обсудим требования, которые необходимо предъявить к экспериментальной установке, чтобы с ее помощью можно было решить данную проблему.

В экспериментах на встречных пучках дейтронов с одинаковыми импульсами энергия  $q_0$ , передаваемая в реакции  $d + d \rightarrow d + d^*$  от одного из дейтронов к образующемуся дибариону, равна

$$q_0 = \frac{M_*^2 - M_d^2}{4E}, \quad (35)$$

где  $E = \sqrt{P^2 + M_d^2}$  — энергия дейтрона в лабораторной системе координат (л. с.). Для  $n$ -го возбужденного уровня дибариона  $M_* = M_d + n\varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — расстояние между уровнями, которое примем равным 10 МэВ [249]. Соотно-

---

\*Здесь и далее используется система единиц, в которой  $c = 1$ .

шение (35) позволяет оценить влияние нестабильности энергии пучка  $E$  на точность определения значения  $\varepsilon$ . Для этого сопоставим разброс по энергии  $\Delta E$  дейтронов в пучках и неточность задания номера уровня  $0 < \delta < 1$ , который будет описывать отклонение измеренного энергетического уровня от его точного значения, выраженного в  $\varepsilon$ . Подстановка  $E \rightarrow E + \Delta E$  и  $n \rightarrow n + \delta n$  в соотношение (35) дает квадратное уравнение для  $n$ , которое определяет наивысший уровень, для которого неопределенность расстояния между соседними уровнями еще не превышает значения  $\delta$ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2M_d + (2n + \delta)\varepsilon}{2M_d n + n^2\varepsilon} \delta. \quad (36)$$

При  $n\varepsilon \ll M_d$  это соотношение сводится к прямо пропорциональной зависимости между относительной флуктуацией энергии пучка и относительной погрешностью измерения расстояния между соседними уровнями, вызванной этими флуктуациями:

$$\delta \approx \frac{\Delta E}{E} n.$$

Это соотношение оказалось довольно слабым (пока еще не учтено влияние разброса энергии пучка на точность измерения массы  $M_*$  дибариона). Например, при  $\Delta E = 100$  МэВ погрешность определения энергии десятого уровня дибариона составляет всего 1 МэВ для импульса встречных пучков на уровне 10 ГэВ в л. с. к.

Полезно иметь соотношение между 4-импульсом  $q$ , переданным рождающемуся дибариону, который может быть измерен экспериментально, и релятивистской переменной Мандельштама  $t \equiv q_0^2 - \mathbf{q}^2$ . После элементарных, но громоздких расчетов можно убедиться, что для экспериментов на встречных пучках справедлива следующая простая формула:

$$t = 2(Eq_0 - Pq_{\parallel}). \quad (37)$$

Здесь  $q_{\parallel}$  является продольной, т. е. направленной вдоль оси пучков, составляющей переданного импульса, которая отвечает непосредственно за возбуждение дибарионов.

Из формулы (37) видно, что процессы образования дибарионов с кинематической точки зрения возможны как при отрицательных, так и при положительных, а также нулевых значениях переменной  $t$ , что кажется крайне маловероятным. Понятно, что динамическая теория процессов должна основываться на релятивистски-инвариантной амплитуде с использованием переменной  $t$ , поскольку факт рождения дибарионов не зависит от системы отсчета, в которой они зарегистрированы. В отсутствие такой теории ответ на вопрос, образуются ли рассматриваемые дибарионы, например, при нулевых значениях переменной  $t$ , может дать только эксперимент. Поскольку релятивистски-инвариантная амплитуда зависит от переменной Мандель-



штама  $s$ , поиск области локализации дибарионов также должен сопровождаться вариациями импульсов дейтронов на встречных пучках.

Для идентификации резонансов традиционно используется формула (35), в которой  $M_*$  — эффективная масса продуктов распада резонанса. Отдельный резонанс можно увидеть, если погрешность определения его массы, которая включает его собственную ширину и учитывает погрешности измерения импульсов продуктов распада, существенно меньше расстояний до соседних резонансных уровней. Понятно, что для распознавания резонансов можно также использовать соотношение (37), при использовании которого резонансы будут видны как отдельные линии на гладкой зависимости  $Eq_0$  от  $Pq_{\parallel}$ . Однако для формулировки требований к экспериментальной установке наиболее удобным является метод распознавания резонансов, основанный на непосредственно измеряемых величинах. Действительно, резонансы, а также степень достоверности их распознавания можно представить в виде графиков зависимости  $q_{\perp}(q_{\parallel})$  с прямым указанием погрешностей измерения продольных  $q_{\parallel}$  и перпендикулярных  $q_{\perp}$  компонент переданного импульса. Точная аналитическая зависимость  $q_{\perp}(q_{\parallel})$  для встречных пучков с равными импульсами имеет вид

$$q_{\perp}(q_{\parallel}) = \sqrt{\left(\frac{4E^2 + M_*^2 - M_d^2}{4E}\right)^2 - M_*^2 - (P - q_{\parallel})^2}. \quad (38)$$

Эта зависимость представлена на рис. 25 для предполагаемых теоретических значений масс дибарионов и  $P = 3$  ГэВ. На практике значения импульсов продуктов распада дибарионов берутся из эксперимента. Для легких дибарионов, рождающихся ниже порога мезонообразования, это импульсы

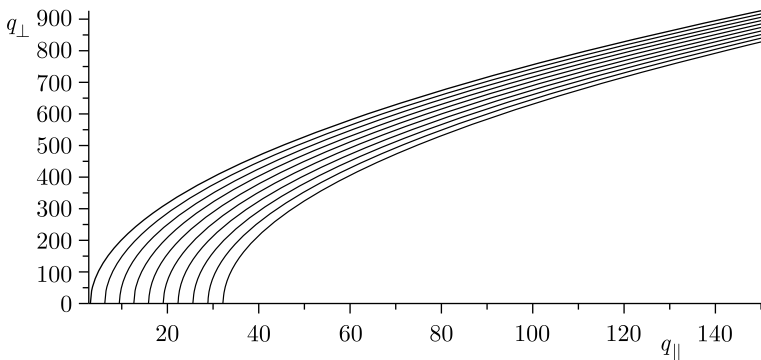


Рис. 25. Зависимость поперечных импульсов легких дибарионов от их продольных импульсов, измеренных в МэВ, для эксперимента на встречных пучках с  $P = 3$  ГэВ. Самая верхняя кривая соответствует первому возбужденному уровню, а самая нижняя — десятому

вторичных нейтрона и протона  $p_n$  и  $p_p$ . Поперечная компонента импульса, переданного дибариону, равна поперечной составляющей полного импульса вторичных нуклонов:  $q_{\perp} = p_{n\perp} + p_{p\perp}$ . Она известна с точностью измерения  $\Delta p_{n,p\perp} = \Delta p_{n\perp} + \Delta p_{p\perp}$ . Кроме того, в погрешность измерения переданного поперечного импульса вносит вклад ненулевая флуктуация поперечного импульса пучка  $\Delta P_{\perp}$ . Таким образом, полная погрешность измерения поперечной составляющей переданного импульса рассчитывается по формуле

$$\Delta q_{\perp} = \Delta p_{n\perp} + \Delta p_{p\perp} + \Delta P_{\perp}.$$

Аналогично, учитывая, что  $q_{\parallel} = P - (p_{n\parallel} + p_{p\parallel})$ , имеем

$$\Delta q_{\parallel} = \Delta p_{n\parallel} + \Delta p_{p\parallel} + \Delta P_{\parallel},$$

где  $\Delta P_{\parallel}$  — величина флуктуаций импульса пучка.

В работе [251], в которой могли наблюдаться легкие дибарионы при  $t = -0,5 \text{ ГэВ}^2$ , использовались взаимодействия дейтронов с импульсом  $P = 8,9 \text{ ГэВ}$  со стационарной дейтронной мишенью. Эксперименты на встречных пучках при  $|P| = 3 \text{ ГэВ}$  соответствуют экспериментам с неподвижной мишенью при величине импульса дейтрона  $P = 11,3 \text{ ГэВ}$ , которая близка к значению из работы [251]. Используя формулы (35) и (37), можно проверить, что кинематика встречных пучков соответствует аналогичным событиям при  $q_{\parallel} = (100 \pm 20) \text{ МэВ}$ . В свою очередь, из формулы (38) видно, что при  $q_{\parallel} = 100 \text{ МэВ}$  значение  $q_{\perp}$  будет  $755,8 \text{ МэВ}$  для упругого  $dd$ -рассеяния,  $743,2 \text{ МэВ}$  — для рассеяния с возбуждением первого уровня,  $730,3 \text{ МэВ}$  — для рассеяния с возбуждением второго уровня,  $631,0 \text{ МэВ}$  — для десятого уровня. В этом диапазоне расстояния между уровнями растут следующим образом:  $12,3, 12,6, 12,9 \dots 14,9, 15,3 \text{ МэВ}$ . Видно, что точность измерения поперечного импульса на уровне  $3 \text{ МэВ}$  вполне достаточна для регистрации всех описанных выше дибарионов.

Чтобы оценить требуемую точность измерения продольной компоненты импульсов вторичных частиц, зависимость (38) следует обратить, выразив  $P - q_{\parallel}$  через  $q_{\perp}$ . Можно проверить, что расстояния в горизонтальном направлении между уровнями дибарионов, показанными на рис. 10.2, в данном случае лишь немногим больше  $3 \text{ МэВ}$  при полном продольном импульсе  $P - q_{\parallel}$  продуктов распада на уровне  $3000 \text{ МэВ}$ . Это задает очень высокие требования как к точности измерения продольных компонент импульса вторичных частиц, так и к степени монохроматичности пучка — на уровне  $10^{-4}$ . Тем не менее даже в этом отношении эксперименты на встречных пучках имеют значительные преимущества по сравнению с экспериментами с неподвижной мишенью. В последнем случае аналогичный эксперимент потребовал бы увеличения относительной точности приблизительно в 7 раз из-за большего импульса  $P$  ускоренного пучка, а также из-за другой аналитической зависимости  $q_{\perp}(q_{\parallel})$ .

Требования к точности измерения продольной компоненты переданного импульса очень быстро снижаются с уменьшением импульса встречных пучков. Так, если она равна 1 ГэВ, то требуемая относительная точность становится равной  $10^{-2}$ . Поскольку диапазон значений переменной Манделштама  $s$ , в пределах которого возможно образование легких дибарионов, нам точно неизвестен, то имеет смысл поставить эксперимент также и для меньших значений переменной  $s$ , чем в эксперименте [251].

Вышеизложенный метод поиска резонансов может быть обобщен и на более тяжелые дибарионы, существование которых предсказывают различные кварковые модели. При этом отдельные дибарионные уровни должны отвечать различным случаям концентрации событий вблизи некоторой линии  $q_{\perp}(q_{\parallel})$ , описываемой формулой (38).

## 11. ЛЕГЧАЙШИЕ НЕЙТРАЛЬНЫЕ ГИПЕРЯДРА СО СТРАННОСТЬЮ $-1$ И $-2$ \*

Основываясь на нашем недавнем исследовании легчайших нейтральных гиперядер со странностями  $-1$  и  $-2$ , предлагаем искать нейтральное гиперядро  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  в столкновениях дейтронов с дейтронами, которые будут доступны на SPD NICA в будущем. Рассмотрены некоторые преимущества и возможности гиперядер и экзотических адронов в каналах рождения двух  $K^+$ -мезонов на NICA.

За последние десятилетия в изучении гиперядер как в эксперименте, так и в теории, достигнут значительный прогресс. Открытие ряда гиперядер с  $S = -1$  и  $-2$  значительно обогатило наши знания о гиперон-нуклонных и гиперон-гиперонных взаимодействиях [253, 254]. Поиск стабильных гиперядер до сих пор служит прямым зондированием многих интересных физических вопросов, связанных с наличием гиперонов в ядерной материи.

До сих пор нет свидетельств стабильного  $(n, \Lambda)$  или связанного  $(p, \Lambda)$  состояния для барионного числа  $A = 2$ , за исключением резонансного пика около 2,06 ГэВ в  $d + \pi^-$  [255]. Ситуация усложняется в трех- или четырехчастичных системах, состоящих из нуклонов и гиперонов. Для  $A = 3$  в секторе изоспина  $I = 1$  состояния  ${}^3_{\Lambda}\text{He} = (p, p, \Lambda)$  и  ${}^3_{\Lambda}\text{H} = (n, p, \Lambda)$  оказываются связанными. Последнее ядро имеет трехчастичную энергию связи  $E_3 = -2,45$  МэВ, которая немного ниже порога дейтрона и изолированного  $\Lambda$ , т. е.  $E_2 = -2,20$  МэВ. Напротив, существование  ${}^3_{\Lambda}n = (n, n, \Lambda)$  по-прежнему требует подтверждения [255].

Наивно предполагать, что из-за стабильности  ${}^8\text{He}$  при  $A = 4$  и  $I = 0$  существует нестранный тетранейтрон  ${}^4n = (n, n, n, n)$ , но пока получены

---

\*Этот раздел написан Ж.-М.Рихардом, К.Вонгом и К.Жао (e-mail: zhaao@ihep.ac.cn).

только противоречивые экспериментальные данные [256]. Расчеты, основанные на реальных нейтрон-нейтронных потенциалах [257–261] или на потенциалах, созданных искусственно глубже для получения динейтрона  ${}^2n$ , не поддерживают его стабильность из-за принципа Паули. Таким образом, чтобы избежать блокирующего эффекта Паули и извлечь выгоду из объединяющей роли, которую играет гиперон, интересно рассмотреть стабильность тетрабарионной системы с двойной странностью  $T = {}^4_{\Lambda\Lambda}n = (n, n, \Lambda, \Lambda)$  с  $S = -2$  и  $I = 1$ . В частности, основное состояние должно благоприятствовать спин-синглетным условиям как для пар  $nn$ , так и для пар  $\Lambda\Lambda$ , чтобы удовлетворить антисимметризации.

Сектор  $A = 4$  и  $S = -2$  (или сектор «двойных  $\Lambda$ » гиперядер) включает состояния  ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{H}$  и  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$ . Отметим, что событие «Нагара» [262] установило ограничение на эффективное притяжение  $\Lambda\Lambda$  в ядре  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  точным измерением его энергии связи. Это может наложить некоторые ограничения на более легкие системы с  $S = -2$  [263–265] и, в частности, гиперядра с  $A = 4$ .

Изотоп  ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{H}$  изучался в работе [266] Филихиным и Галом, и было обнаружено, что соответствующее состояние является несвязанным в пределах принятых моделей. Однако с помощью более сложного метода решения задачи четырех тел Немуры, Акаиши и Минта [267] обнаружили небольшое связывание ниже порога диссоциации на  ${}^3_{\Lambda}\text{H} + \Lambda$ . Как подчеркивается в работах [263, 266, 267], взаимодействие  $\Lambda\Lambda \leftrightarrow N\Xi \leftrightarrow \Lambda\Lambda$ , которое имеет заметную величину в свободном  $\Lambda\Lambda$ -рассеянии, будет подавлено в плотном ядре из-за антисимметризации между нуклонами в ядре и нуклоном в  $N\Xi$ . Такой эффект подавления Паули был использован для объяснения относительно слабой энергии связи  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ . Но он не должен играть существенную роль в пределе слабого связывания, поскольку требуется корреляция ( $n\Lambda\Lambda$ ).

Не вызывает сомнения то, что вопрос об устойчивости двойных  $\Lambda$ -гиперядер с  $A = 4$  будет иметь принципиальное значение для нашего понимания роли гиперонов в ядерной материи. Хотя это все еще вызывает споры для модельных расчетов такой задачи четырех тел в режиме слабой связи, мы предполагаем, что некоторые общие свойства, возникающие у слабосвязанных систем с энергиями связанных состояний двух и трех тел, могут дать информацию о возможной стабильности  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$ . Между тем, мы предлагаем чувствительный процесс для поиска  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  в дейтрон-дейтронном рассеянии  $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + {}^4_{\Lambda\Lambda}n$ , доступный на NICA. В конце концов, выбор выделенной динамики такой экзотической системы будет зависеть от экспериментального исследования.

Сначала продемонстрируем, что  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  может существовать при выполнении условия Томаса, где  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$ , вероятно, будет системой Борромео (Borromean system). Затем мы предлагаем и обсуждаем механизм его рождения в реакции  $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + {}^4_{\Lambda\Lambda}n$ . Также рассматриваются преимущества ис-

пользования каналов двойного рождения  $K^+$  для исследования экзотических гиперядер и экзотических адронов. В конце приводятся краткие выводы.

**11.1. Условия связи для трех- и четырехчастичных систем со странно-стями  $-1$  и  $-2$ .** Условия Томаса относятся к зависимости размера области ядерных сил от отношения энергии трехчастичного связанного состояния к двухчастичному, которое было обнаружено Томасом в 1935 г. [268]. По ней видно, что отношение энергии трехчастичного связанного состояния к двухчастичному  $E_3/E_2$  становится очень большим, если размер области взаимодействия уменьшается. В таком случае можно получить глубокую трехчастичную связанность  $E_3/E_2 \rightarrow \infty$  для данной (короткодействующей) области, если константа связи  $g$  приближается (сверху) к минимальному значению  $g_2$ , которое требуется для связи двух частиц. Здесь константа  $g$  определяется потенциальной энергией  $g \sum v(r_{ij})$ , где  $v$  учитывает притягивающие части потенциала, а  $r_{ij}$  обозначает расстояние между частицами. Следствием условия Томаса является то, что минимальная константа связи  $g_3$  для связывания трех частиц меньше, чем  $g_2$ . Следовательно, оно допускает значение константы связи  $g_3 < g < g_2$ , что приведет к трехчастичной связанной системе Борромео. Именно система из трех тел становится связанной, но ее подсистемы из двух тел не связаны.

Строгие границы допустимых значений констант связи для системы Борромео изучались в работе [269], также было изучено окно Борромео как функция формы потенциала [270] или низкоэнергетических параметров парных взаимодействий [271]. В работе [272] показано, что такая связанность Борромео для трехчастичных (например,  $nn\Lambda$ ) и четырехчастичных (например,  $nn\Lambda\Lambda$ ) систем может существовать на основе некоторых общих особенностей взаимодействия двух тел.

Подробное обсуждение условий Томаса можно найти в работах [272, 273]. Здесь же мы отмечаем только ключевые моменты, которые имеют отношение к изучению системы  $nn\Lambda\Lambda$ . Во-первых, принимаем несколько простых потенциалов для взаимодействия двух тел:

$$-g \exp(-\mu r) \quad (\text{экспоненциальный потенциал}), \quad (39)$$

$$-g \exp(-\mu r)/r \quad (\text{потенциал Юкавы}), \quad (40)$$

$$g \exp[-2\mu(r-R)] - 2g \exp[-\mu(r-R)] \quad (\text{потенциал Морса}), \quad (41)$$

где для потенциала Морса в целях иллюстрации мы использовали  $R = 0,6$ .

Во-вторых, решаем задачу двух тел, чтобы воспроизвести энергию связи дейтрона, длины рассеяния  $nn$ ,  $n\Lambda$  и  $\Lambda\Lambda$ , а также эффективные радиусы, полученные с помощью модели Neijmegen-RIKEN [253, 274] и киральной эффективной теории поля (КЭТП) [275, 276]. Значения длин рассеяния и эффективных радиусов в этих двух моделях приведены в табл. 4, из которой

Таблица 4. Значения (в фм), принятые для параметров длины рассеяния и эффективного радиуса в двух моделях

Пара	ESC08		CEFT	
	$a$	$r_{\text{eff}}$	$a$	$r_{\text{eff}}$
$nn$	-16,51	2,85	-18,9	2,75
$(n\Lambda)_{s=0}$	-2,70	2,97	-2,90	2,65
$(n\Lambda)_{s=1}$	-1,65	3,63	-1,51	2,64
$\Lambda\Lambda$	-0,88	4,34	-1,54	0,31

видно, что эти две модели имеют схожие результаты для взаимодействий  $nn$  и  $n\Lambda$ , но они дают совершенно разные значения для взаимодействия  $\Lambda\Lambda$ . В частности, эффективный радиус  $\Lambda\Lambda$  очень мал, и для заданной длины рассеяния это облегчает возникновение связывания Борромео с участием двух  $\Lambda$ . Однако в более продвинутом исследовании КЭТП [277] та же группа нашла большее значение для  $r_{\text{eff}}$ , и это меняет выводы для систем с тремя и четырьмя телами на краю связанности. Будем надеяться, что некоторые новые экспериментальные данные (например, из корреляций в конечных состояниях в столкновениях тяжелых ионов [278]) позволят лучше настроить модели. Основные результаты в общих чертах являются следующими:

- Модель воспроизводит наблюдаемую связанность систем  ${}^2\text{H}$  и  ${}^3\text{H}$ . Для  ${}^3\text{H}$  оба спина  $s = 1/2$  и  $3/2$  оказываются связанными, поскольку нет большой разницы между спин-триплетом и усредненными по спину нуклон-гиперонными взаимодействиями.

- Мы находим, что система  ${}^3\text{H}$  с изоспином  $I = 1$  и спином  $s = 1/2$  практически не связана. Однако она может стать связанной, если некоторые массы увеличатся примерно на 10%, а именно неравные массы между нуклоном и гипероном внесут больше связанности.

- Мы также находим, что гиперядро  ${}^3\text{H}n$  практически не связано. Наши результаты для  ${}^3\text{H}n$  согласуются с выводами недавних исследований [279–281].

- Мы находим состояние  ${}^4\text{H}$  с изоспином  $I = 0$  слабосвязанным (примерно 3 МэВ) в модели Neijmegen–RIKEN и немного большим (примерно 9 МэВ) в модели КЭТП. Состояние  ${}^4\text{H}$  с изоспином  $I = 1$  и  ${}^4\text{H}n$  отклоняется от связанного на очень малую величину с параметрами Neijmegen–RIKEN, но становится связанным примерно с 1 МэВ с параметрами КЭТП.

Приведенный выше анализ основан на некоторых общих свойствах, связанных с системами малого числа тел. В частности, выполнение условия Томаса имеет решающее значение для устойчивости  ${}^4\text{H}n$  как системы Борромео. Однако следует отметить, что с помощью детальной динамики нуклон-гиперонных и гиперон-гиперонных взаимодействий можно установить, будет ли  ${}^4\text{H}n$  вообще существовать. В настоящее время все еще существуют значительные расхождения между некоторыми из самых популярных моделей.

Например, как показано в табл. 4, длина рассеяния  $\Lambda\Lambda$  и эффективный радиус, определенные моделями Neijmegen–RIKEN и КЭТП, оказываются существенно разными. Это указывает на то, что желательны получить экспериментальные ограничения на взаимодействие  $\Lambda\Lambda$ .

Еще один вопрос, требующий внимания, заключается в том, что до сих пор не учитывались трехчастичные силы. Независимо от того, содержат ли они притягивающую компоненту, это будет иметь решающее значение для стабильности систем, близких к связыванию. В случае, если некоторая спин-зависимость трех частичных сил может играть важную роль, это будет держать состояние спина  $s = 1/2$  гиперядра  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  связанным, а состояние  $s = 3/2$  сдвигать в континуум. Также возможно, что трехчастичная система и  $n$ -частичные силы с  $n > 3$  содержат короткодействующую отталкивающую компоненту. Это происходит из-за принципа исключения Паули для конститuentных кварков, когда несколько гиперонов (или несколько гиперонов и нуклонов) перекрываются в пределах небольшого объема. Отталкивающая компонента, как представляется, необходима в больших системах, которые содержат странность [282]. В то время как расчеты гиперон-нуклонных и гиперон-гиперонных сил следует провести в более высоких порядках в теоретических моделях, экспериментальный поиск этих гиперядер со странностью  $-2$  обеспечит важные ограничения на параметры модели.

**11.2. Механизм рождения  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  и преимущества образования двойного  $K^+$ .** Теперь переходим к возможному экспериментальному поиску  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  и предлагаем механизм рождения, который может быть доступен на SPD NICA. В работе [272] мы показали, что столкновения дейтрона с дейтроном в области энергии выше  $E_{\text{cm}} \simeq 5,2$  ГэВ благоприятны к образованию  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  с полным сечением около 2,5 нб. Здесь на основе того же анализа попытаемся прояснить некоторые ключевые вопросы и сделать приблизительную оценку интенсивности рождения в кинематике SPD NICA.

Как упоминалось ранее, квантовые числа основного состояния  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  предпочтительно  $J^P = 0^+$ , где пара  $nn$  и пара  $\Lambda\Lambda$  имеют спин 0, а именно их спины антипараллельны соответственно. Между тем полный изоспин составляет  $I = 1$ . Таким образом, полная волновая функция основного состояния антисимметрична относительно перестановки двух  $n$  или двух  $\Lambda$ . В принципе, необходимо построить динамическую волновую функцию для системы  $(n, n, \Lambda, \Lambda)$ , что является нетривиальной задачей и сильно зависит от модели из-за неизвестных  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий. Но для оценки интенсивности рождения мы можем просто ввести импульсное распределение кластеров  $n\Lambda$  для системы  $(n, n, \Lambda, \Lambda)$  [272].

Идеальной реакцией для рождения  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$  должна быть  $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + T$ , которая является чрезвычайно чистым процессом, поскольку фоновые процессы с рождением  $K^+K^-$  становятся иррелевантными. Это делает измерение недостающего спектра масс системы, сопровождающей пару  $K^+K^+$ , чув-

ствительным к существованию любой полюсной структуры в системе  $nn\Lambda\Lambda$ . Элемент матрицы перехода может быть выражен как

$$\begin{aligned}
 M = & \int \psi_T^*(\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2, \mathbf{p}'_3, \mathbf{p}'_4; \mathbf{P}'_T) \psi_{K_1}^*(\mathbf{P}_{K_1}) \psi_{K_2}^*(\mathbf{P}_{K_2}) \times \\
 & \times \hat{O}(\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_3, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_3, \mathbf{P}_{K_1}, \mathbf{P}_{K_2}) \times \\
 & \times \psi_{d_1}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{P}_{d_1}) \psi_{d_2}(\mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4; \mathbf{P}_{d_2}) \delta(\mathbf{P}'_T + \mathbf{P}_{K_1} + \mathbf{P}_{K_2} - \mathbf{P}_{d_1} - \mathbf{P}_{d_2}) \times \\
 & \times \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{P}_{d_1}) \delta(\mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4 - \mathbf{P}_{d_2}) \delta(\mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \mathbf{p}'_3 + \mathbf{p}'_4 - \mathbf{P}'_T) \times \\
 & \times \delta(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}'_2) \delta(\mathbf{p}_4 - \mathbf{p}'_4) d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 d\mathbf{p}_4 d\mathbf{p}'_1 d\mathbf{p}'_2 d\mathbf{p}'_3 d\mathbf{p}'_4. \quad (42)
 \end{aligned}$$

Кинематические переменные в (42) определены на рис. 26, иллюстрирующем один из ведущих переходов, который предпочтителен для рождения  $\Lambda\Lambda^4 n$  в центральных столкновениях дейтрона с дейтроном.

На рис. 27 полное сечение оценивается по ведущему процессу перехода, показанному на рис. 26. В ведущем порядке не учитывались относительные внутренние импульсы между протоном и нейтроном внутри налетающих дейтронов, а именно движение Ферми внутри исходных дейтронов. Кроме того, не учитываются взаимодействия в конечном состоянии между барионами, что означает, что нейтроны рассматриваются как наблюдатели, а вклад в амплитуду будет происходить через свертку импульсных распределений конечных барионов. Резонанс  $S_{11}(1535)$  включен в амплитуду перехода, которая оказалась относительно небольшой, в основном из-за меньшего взаимодействия с  $\pi N$  и  $K\Lambda$ . Поскольку другие процессы с промежуточными  $N^*$ -возбуждениями могут вносить свой вклад, нашу оценку, включающую только борновский член и возбуждения  $S_{11}(1535)$ , можно рассматривать как консервативную оценку сечения рождения  $\Lambda\Lambda^4 n$ .

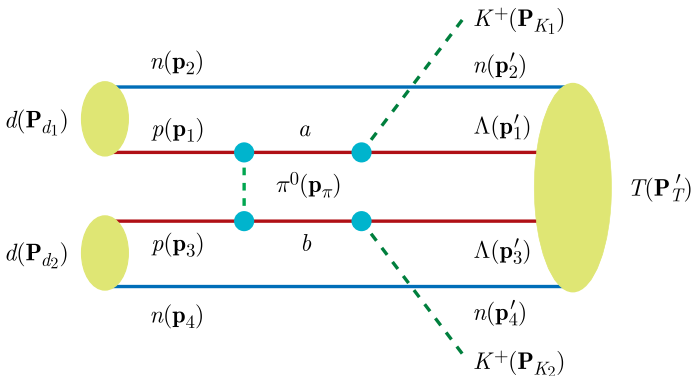


Рис. 26. Механизм рождения  $T$  при столкновениях  $dd$



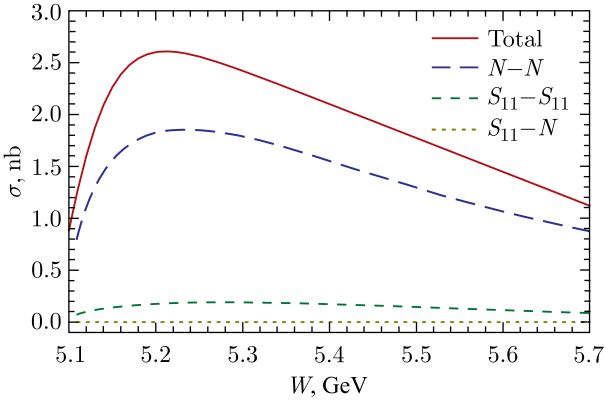


Рис. 27. Полное сечение реакции  $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + (n, n, \Lambda, \Lambda)$ . Кривые обозначают (сверху вниз): полные сечения полных вычислений, эксклюзивный процесс из нуклонных борновских членов, эксклюзивный процесс из двойных возбуждений  $S_{11}(1535)$  и эксклюзивный процесс из одного борновского перехода и одного возбуждения  $S_{11}(1535)$

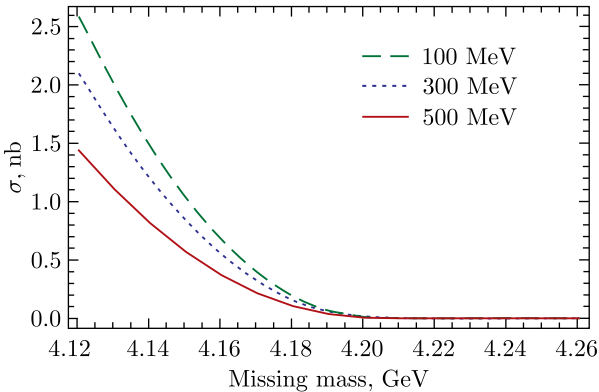


Рис. 28. Спектры недостающих масс для системы отдачи  $(n, n, \Lambda, \Lambda)$  при различных энергиях выше порога рождения в реакции  $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + (n, n, \Lambda, \Lambda)$

На рис. 28 показаны спектры недостающей массы  $K^+K^+$  для системы отдачи  $(n, n, \Lambda, \Lambda)$  при различных энергиях выше порога рождения. Положение пика находится на пороге четырех барионов  $nn\Lambda\Lambda$ , поскольку рассматривается только импульсное распределение для  ${}^4_{\Lambda\Lambda}n$ . Однако нашей оценки достаточно, чтобы продемонстрировать поведение коррелированной системы отдачи от пары  $K^+K^+$ . Для некоррелированных событий  $K^+K^+$ , т. е. когда система  $(n, n, \Lambda, \Lambda)$  в конечном состоянии не связана, в спектре недостающих масс не будет пика.

Минимальная энергия в с.ц.м. для SPD NICA  $E_{\text{cm}} = 6,7$  ГэВ при светимости  $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . По нашим оценкам, полное сечение при  $E_{\text{cm}} = 6,7$  ГэВ упадет примерно на порядок в сравнении с пиковым значением порядка 2 нб. Таким образом, число событий, ожидаемое в течение одного года работы, следующее:

$$N = \sigma_{\text{total}} \times L \times t = 0,2 \text{ нб} \times 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \times 1 \text{ год} \simeq 6,3, \quad (43)$$

что является довольно малым. Оно может быть даже меньше с учетом эффективности детектирования, которое обычно сокращает количество событий на один порядок. Однако, если светимость может достигнуть  $10^{29} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , что является приблизительным средним значением между нижним пределом  $10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и верхним пределом  $2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , количество событий может быть значительно увеличено:

$$N_m = \sigma_{\text{total}} \times L \times t = 0,2 \text{ нб} \times 10^{29} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \times 1 \text{ год} \simeq 630, \quad (44)$$

что достаточно для образования интересующего состояния. Для максимальной светимости можно ожидать около 12 000 событий за 1 год работы. Несмотря на то, что эффективность обнаружения снизит количество событий, можно будет насчитать от десяти до сотни событий.

Это показывает, что канал рождения двух  $K^+$  имеет весомые достоинства для изучения гиперядер и экзотических адронов. Помимо предложенного процесса  $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + (n, n, \Lambda, \Lambda)$  также интересно изучить протон-протонные столкновения  $p + p \rightarrow K^+ + K^+ + \Lambda + \Lambda$ , в которых спектр недостающей массы  $K^+K^+$  обеспечивает чистый и прямой способ поиска дибариона  $\Lambda\Lambda$ , или взаимодействия  $\Lambda\Lambda$ .

Для столкновений протонов с дейтронами каналом двух  $K^+$  будет  $p+d \rightarrow K^+ + K^+ + n + \Lambda + \Lambda$ . Система отдачи двух  $K^+$  будет тогда  $n\Lambda\Lambda$ . Также неизвестно, может ли существовать такая экзотическая система, как  $H$ -дибарион. Прямое измерение такой системы предоставит обширную информацию о взаимодействиях как  $\Lambda\Lambda$ , так и  $n\Lambda$ . Тем не менее обращаем внимание на то, что конечные состояния дают доступ к инвариантному спектру масс  $nK^+$ . Эксклюзивное измерение этого процесса также может определить, существует ли легкий пентаварк  $\Theta^+(1540)$  или нет.

Стабильность  ${}^3_{\Lambda}n$  и, что более вероятно,  $T = {}^4_{\Lambda\Lambda}n$  находится в пределах неопределенности знаний барион-барионного взаимодействия. Хотя необходимо учитывать многие эффекты, чтобы уточнить предсказания, предполагаем, что прямые экспериментальные данные будут чрезвычайно полезны для ограничения моделей и лучшего понимания динамики гиперонов в ядерной материи. Также подчеркиваем преимущества каналов образования двух  $K^+$  в качестве зонда для изучения актуальных экзотических гиперядер и экзотических адронов. Комплекс SPD NICA был бы идеальным местом для подобных экспериментов в будущем.

## 12. ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ МЯГКИХ $pp$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ \*

В данном разделе предлагаются эксперименты, направленные на решение трех основных проблем физики мягких  $pp$ -взаимодействий: понимание/описание спектров барионов в  $pp$ -соударениях, эволюция корреляций  $\langle P_T^2 \rangle - x_F$  с ростом энергии и двухчастичные  $P_T$ -корреляции рожденных частиц.

Описание спектров протонов в адрон-нуклонных взаимодействиях — давняя задача физики высоких энергий. Для ее решения при  $x_F \rightarrow 1$  традиционно используется трехреджеонная феноменология (см. [283]). В частности, предполагается, что граф с тремя померонами (PPP) отвечает за дифракционную диссоциацию в состоянии с большими массами. Граф с невакуумным реджеоном и двумя померонами (RPP) связан с так называемой дифракционной диссоциацией в состоянии с малой массой. Граф с тремя невакуумными реджеонами (RRR) дает вклад при  $x_F \geq 0,8$ . А. Б. Кайдалов и О. И. Пискунова [284] предложили метод описания спектров в центральной области в рамках модели кварк-глюонных струн. До сих пор многие монтекарловские модели не могут описать спектры достаточно хорошо [285]. Во всех них используется схема LUND-фрагментации [286] для моделирования распадов кварк-глюонных струн. Пример описания представлен на рис. 29, где показаны предсказания по моделям Pythia 6.4 [287] и Geant4 FTF.

В модели Geant4 FTF [288] рассматриваются графы RRR и дается лучшее описание спектров протонов. Как видно, в модели Pythia, в которой не учитываются такие графы, появляются аномальные горбы при  $y \sim 1,7$  и  $2,3$ , когда  $P_{\text{lab}} = 158$  и  $400$  ГэВ/с соответственно. Поэтому детальные экспериментальные данные, полученные при низких энергиях с доминирующими процессами дифракции, крайне желательны для развития теоретических моделей.

Наиболее впечатляющие экспериментальные данные по  $pp$ -взаимодействиям за последние годы были представлены коллаборацией NA61/SHINE для  $\sqrt{s_{NN}} = 6,2, 7,6, 8,8, 12,3$  и  $17,3$  ГэВ [289]. К сожалению, эти данные недостаточно детальны. До этого были данные, полученные при  $P_{\text{lab}} = 12$  и  $24$  ГэВ/с [290]. Однако согласно современной точке зрения они были основаны на низкой статистике.

В целом мы можем сказать, что в модели FTF пакета Geant4 достаточно хорошо описываются множественности и кинематические спектры частиц, рожденных в  $pp$ -взаимодействиях в широком диапазоне значений лабораторной энергии от 1 до 1000 ГэВ.

Другая проблема, обнаруженная нами, наблюдается в корреляциях  $\langle P_T^2 \rangle - x_F$  в протон-протонных соударениях. Коллаборация NA61/SHINE не представила соответствующие экспериментальные данные по корреляциям, хотя они

---

\*Этот раздел написан А. Галоян и В. В. Ужинским.

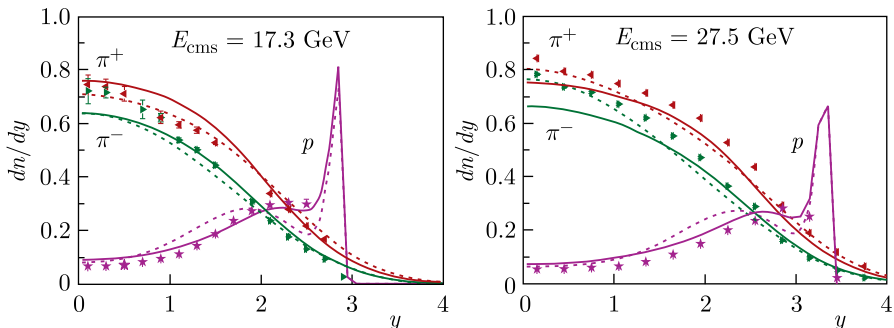


Рис. 29. Распределения  $\pi^{\pm}$ -мезонов и протонов по быструтам в с.ц.м.  $pp$ -взаимодействий при  $P_{\text{lab}} = 158$  и  $400$  ГэВ/с. Точки — экспериментальные данные [289,291] без учета систематических ошибок. Сплошные и пунктирные кривые — вычисления в моделях FTF и Pythia 6.4

могут быть получены в принципе. Сотрудничество NA49 представило необходимые данные [292–294] только на странице <http://spshadrons.web.cern.ch/>. Они сильно отличаются от аналогичных данных коллаборации LEBC-EHS [291] при  $\sqrt{s_{NN}} = 27,5$  ГэВ. В этих моделях не могут быть достаточно хорошо описаны данные при высокой энергии.

Согласно рис. 30 в моделях описывается общее поведение данных за исключением корреляций протонов. Предсказания моделей близки друг к другу и к данным для  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$  и  $K^-$ -мезонов при  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  ГэВ. В модели FTF переоцениваются корреляции для протонов при  $x_F \geq 0,2$  и не воспроизводится горб при  $x_F \sim 0$ . В модели Pythia есть горб, но он значительно ниже, чем экспериментальные данные. В других областях  $x_F$  в модели Pythia не описывается форма данных. При более высокой энергии ситуация становится хуже для корреляции протонов. Это показывает, что в обеих моделях имеются проблемы с описанием рождения барионов в  $pp$ -взаимодействиях.

Интересно посмотреть на эволюцию корреляций в зависимости от энергии. На рис. 31 показаны корреляции  $\langle P_T^2 \rangle - x_F$  при различных значениях энергии. Как видно, имеется гладкая эволюция, хотя есть изменение вкладов процессов с изменением энергии в модели FTF. Процессы обмена кварками и одновершинной дифракции доминируют при низких энергиях. При высоких энергиях дифракция остается на прежнем уровне, кварковые обмены вымирают, а выход недифракционных процессов увеличивается.

Для того чтобы выяснить природу корреляций, мы предлагаем изучать 2-частичные  $P_T$ -корреляции в мягких взаимодействиях. Эти корреляции могут быть также изучены в текущих экспериментах на RHIC и LHC.

Как известно, двухчастичные корреляции интенсивно использовались в прошлом при изучении частиц и струй в физике высоких энергий (см., напри-

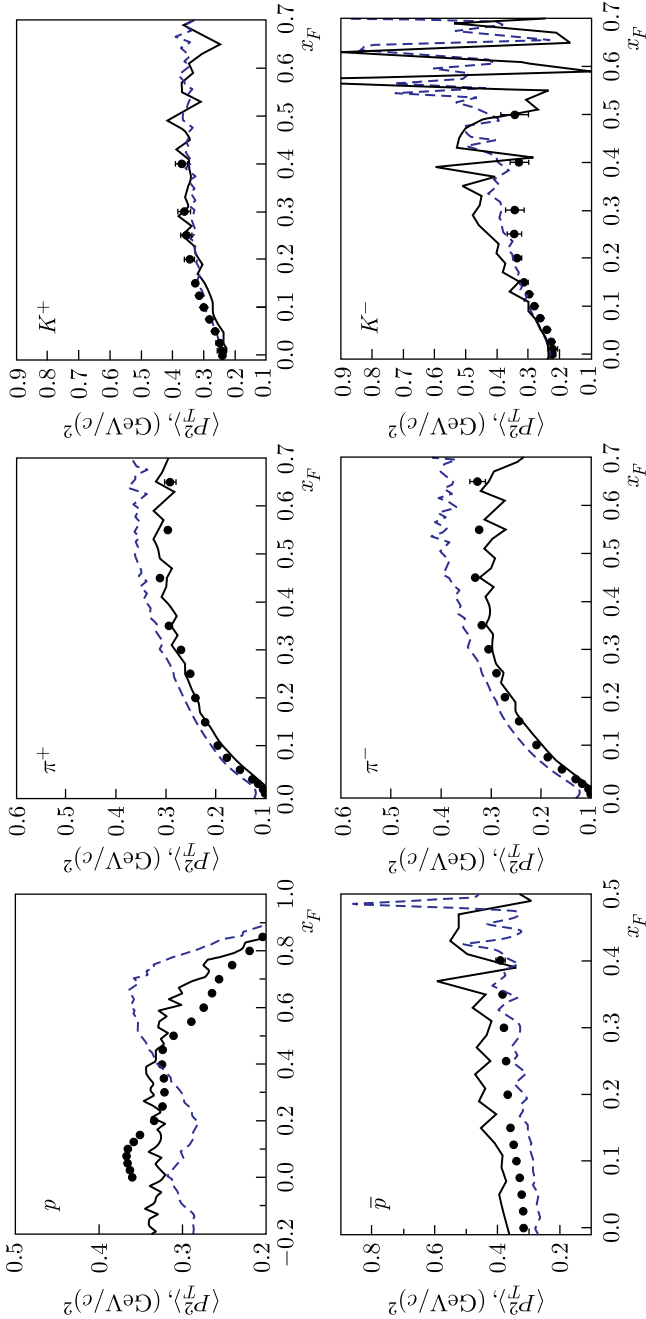


Рис. 30. Корреляции  $\langle P_T^2 \rangle - x_F$  в  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  ГэВ. Точки — данные NA49 [292–294]. Сплошные и пунктирные линии — вычисления по моделям FTf и Rytina 6.4 соответственно

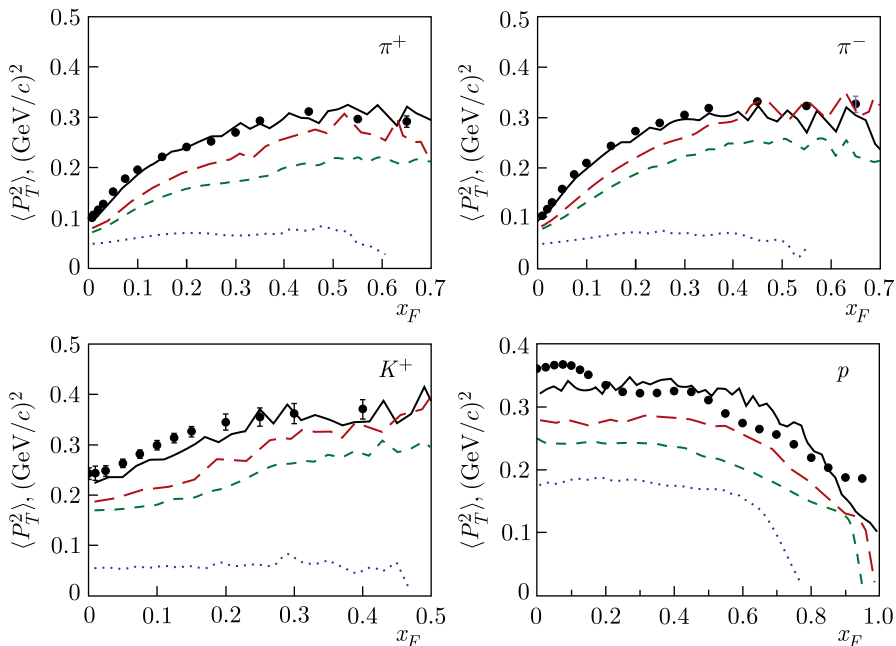


Рис. 31. Корреляции  $\langle P_T^2 \rangle - x_F$  в  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 3,2, 6,3, 8,8$  и  $17,3$  ГэВ (линии снизу вверх). Точки — данные NA49 [292–294]. Линии — модельные вычисления по FTF

мер, [295–299]). В настоящее время есть хорошо разработанные методы распознавания струй [300,301] и анализа их свойств. Более сложная ситуация возникает при значительно меньших энергиях, особенно для взаимодействий ядер, в которых не могут рождаться жесткие струи. Тем не менее некоторые методы высоких энергий можно адаптировать и для низких энергий. Вместо струй с большими  $P_T$  можно выбрать в качестве триггерной частицу любого типа в событии. Аналогично может быть выбрана ассоциированная частица в том же событии, где рождается триггерная частица.

Как известно, функция двухчастичных  $P_T$ -корреляций может быть определена как

$$C(\mathbf{P}_T^{\text{tr}}, \mathbf{P}_T^{\text{as}}) = \frac{1}{N_{\text{tr}}} \frac{d N(\text{tr}, \text{as})}{d^2 P_T^{\text{tr}} d^2 P_T^{\text{as}}}, \quad (45)$$

где  $\mathbf{P}_T^{\text{tr}}$  — поперечный импульс триггерной частицы;  $\mathbf{P}_T^{\text{as}}$  — поперечный импульс ассоциированной частицы;  $N_{\text{tr}}$  — количество триггерных частиц;  $N(\text{tr}, \text{as})$  — количество пар частиц-триггеров и ассоциированных частиц, имеющих заранее определенные значения  $\mathbf{P}_T^{\text{tr}}$  и  $\mathbf{P}_T^{\text{as}}$ .

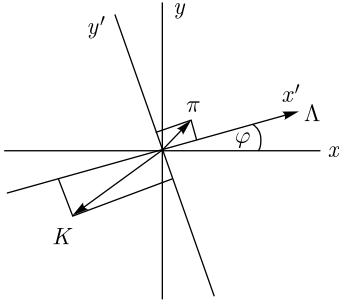


Рис. 32

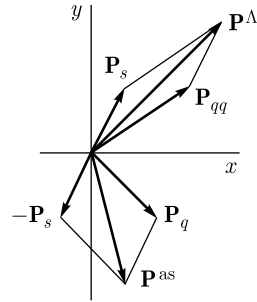


Рис. 33

Функция  $C$  — функция четырех независимых переменных. Однако при учете азимутальной симметрии взаимодействий неполяризованных частиц должно быть только три независимых переменных. Мы предлагаем использовать в качестве независимых переменных модуль поперечного импульса триггерной частицы ( $|\mathbf{P}_T^{\text{tr}}|$ ) и две проекции вектора  $\mathbf{P}_T^{\text{as}}$  на направление вектора  $\mathbf{P}_T^{\text{tr}}$  и на направление, перпендикулярное  $\mathbf{P}_T^{\text{tr}}$  (см. рис. 32). Мы выбрали  $\Lambda$  в качестве триггерной частицы, а  $K$ -мезон или  $\pi$ -мезон — как ассоциированные частицы:

$$P_{T,L}^{\text{as}} = \mathbf{P}_T^{\text{as}} \cdot \mathbf{P}_T^{\text{tr}} / |\mathbf{P}_T^{\text{tr}}|, \quad (46)$$

$$P_{T,T}^{\text{as}} = |\mathbf{P}_T^{\text{as}} \otimes \mathbf{P}_T^{\text{tr}}| / |\mathbf{P}_T^{\text{tr}}|. \quad (47)$$

Вместо вычислений скалярных и векторных произведений можно использовать следующий метод. Определим азимутальный угол испускания триггерной частицы:  $\phi = \arctan P_{T,y}^{\text{tr}} / P_{T,x}^{\text{tr}}$ . Сделаем преобразование Эйлера координатной системы, и найдем новые компоненты  $\mathbf{P}_T^{\text{as}}$ :

$$P_{T,x'}^{\text{as}} = P_{T,x}^{\text{as}} \cdot \cos \phi + P_{T,y}^{\text{as}} \cdot \sin \phi, \quad (48)$$

$$P_{T,y'}^{\text{as}} = -P_{T,x}^{\text{as}} \cdot \sin \phi + P_{T,y}^{\text{as}} \cdot \cos \phi. \quad (49)$$

Очевидно, что новые компоненты  $\mathbf{P}_T^{\text{tr}}$  будут  $P_{T,x'}^{\text{tr}} = |\mathbf{P}_T^{\text{tr}}|$  и  $P_{T,y'}^{\text{tr}} = 0$ . Далее опустим индексы « $T$ » и апострофы у  $x$  и  $y$  для новых компонент векторов.

Ассоциированные и триггерные частицы могут быть выбраны в различных окнах быстрой/псевдобыстрой. Типы частиц могут совпадать или нет. Полезно рассмотреть также корреляционные функции, проинтегрированные по одной или двум переменным.

Рассмотрим связь функций с механизмом возникновения поперечного импульса (см. рис. 33). Возьмем барион ( $\Lambda$ ) в качестве триггерной частицы.

Поперечный импульс бариона ( $\mathbf{P}^\Lambda$ ) — сумма поперечных импульсов дикварка ( $\mathbf{P}_{qq}$ ) после предыдущих стадий фрагментации и поперечного импульса  $s$ -кварка ( $\mathbf{P}_s$ ), рожденного из вакуума:  $\mathbf{P}^\Lambda = \mathbf{P}_{qq} + \mathbf{P}_s$ . Поперечный импульс ассоциированного адрона  $\mathbf{P}^{\text{as}} = -\mathbf{P}_s + \mathbf{P}_q$ . А  $\mathbf{P}_q$  — поперечный импульс кварка, рожденного на следующем шаге фрагментации из вакуума.

Согласно модели Швингера [302], используемой в модели фрагментации LUND [286], распределения  $\mathbf{P}_s$  и  $\mathbf{P}_q$  гауссовы. Предположим для простоты, что распределение  $\mathbf{P}_{qq}$  также имеет гауссов вид. В этом случае плотность вероятности процесса дается выражением

$$W = \left[ \frac{1}{\pi\sigma_1} e^{-\mathbf{P}_{qq}^2/\sigma_1} \right] \left[ \frac{1}{\pi\sigma_2} e^{-\mathbf{P}_s^2/\sigma_2} \right] \left[ \frac{1}{\pi\sigma_2} e^{-\mathbf{P}_q^2/\sigma_2} \right] \propto \\ \propto \exp \left( -(\mathbf{P}^{\text{tr}})^2/\sigma_1 - (\mathbf{P}^{\text{as}})^2/\sigma_2 + \frac{\sigma_1\sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} (\mathbf{P}^{\text{tr}}/\sigma_1 - \mathbf{P}^{\text{as}}/\sigma_2)^2 \right).$$

Выбирая направление оси  $x$  вдоль вектора  $\mathbf{P}^{\text{tr}}$ , получаем

$$W(\mathbf{P}^{\text{tr}}, \mathbf{P}^{\text{as}}) \propto \exp \left( -\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_2(2\sigma_1 + \sigma_2)} \times \right. \\ \left. \times \left[ P_x^{\text{as}} + \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} P^{\text{tr}} \right]^2 - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_2(2\sigma_1 + \sigma_2)} (P_y^{\text{as}})^2 \right). \quad (50)$$

Используя уравнение (50), можно получить следующие выражения для средних значений проекций вектора  $\mathbf{P}^{\text{as}}$  на оси  $x$  и  $y$ :

$$\langle P_x^{\text{as}} \rangle = -\frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} P^{\text{tr}}, \quad (51)$$

$$\langle (P_y^{\text{as}})^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{2\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \sigma_2. \quad (52)$$

Полезно рассмотреть следующие случаи:

- 1)  $\sigma_1 = 0$ ,  $\langle (P_y^{\text{as}})^2 \rangle = \sigma_2/2$ ,  $\langle P_x^{\text{as}} \rangle = -P^{\text{tr}}$ ,
- 2)  $\sigma_1 = \sigma_2$ ,  $\langle (P_y^{\text{as}})^2 \rangle = \frac{3}{4}\sigma_2$ ,  $\langle P_x^{\text{as}} \rangle = -\frac{1}{2}P^{\text{tr}}$ ,
- 3)  $\sigma_2 \simeq 0$ ,  $\langle (P_y^{\text{as}})^2 \rangle \simeq 0$ ,  $\langle P_x^{\text{as}} \rangle \simeq 0$ .

В первом случае мы предполагаем, что дикварки не имеют поперечного импульса. Второй случай соответствует предположению, что средние импульсы кварков и дикварков равны. Последний случай очевидно работает, когда поперечные импульсы морских кварков равны нулю.



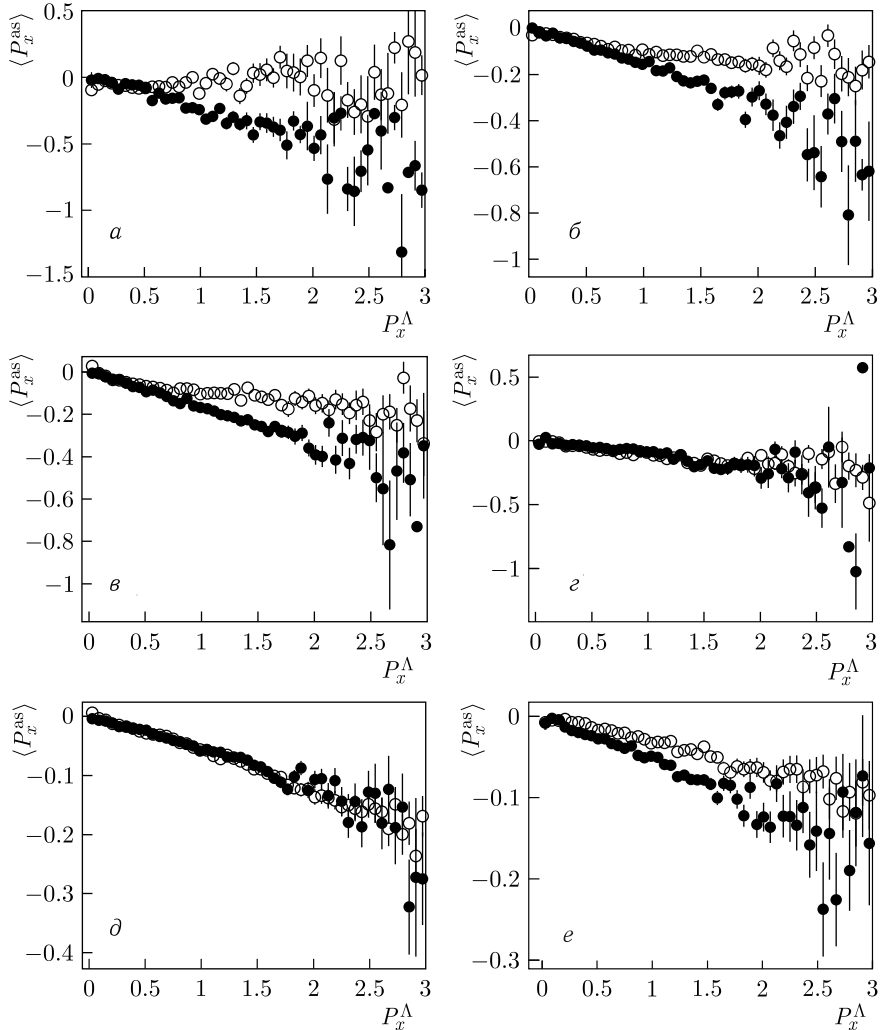


Рис. 34.  $\langle P_x^{\text{as}} \rangle$  как функции импульса триггерных  $\Lambda$ -гиперонов для ассоциированных частиц  $\bar{\Lambda}$ ,  $K^0$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $\pi^+$  и  $\pi^-$  (а, б, в, г, д и е соответственно) в  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 25$  ГэВ. Светлые и темные символы — результаты вычислений Rythia и FTF соответственно

Протестируем метод на событиях, сгенерированных по моделям Rythia 6.4 и Geant4 FTF при  $\sqrt{s_{NN}} = 10$  ГэВ. Для тестирования мы выбрали в качестве триггерных частиц  $\Lambda$ -гипероны, а рожденные анти- $\Lambda$ -гипероны,  $K$ -мезоны и  $\pi$ -мезоны — как ассоциированные частицы. Мы ожидали, что

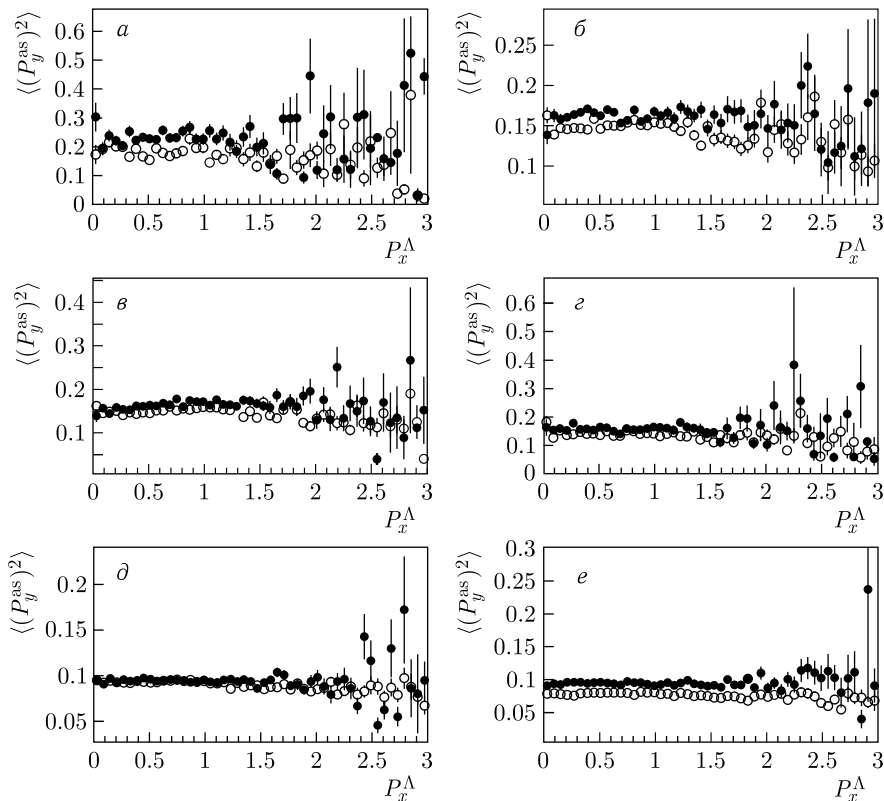


Рис. 35.  $\langle (P_y^{\text{as}})^2 \rangle$  как функция импульса триггерных  $\Lambda$ -гиперонов для ассоциированных частиц  $\bar{\Lambda}$ ,  $K^0$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $\pi^+$  и  $\pi^-$  (а, б, в, г, д и е соответственно) в  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 25$  ГэВ. Светлые и темные символы — результаты вычислений Pythia и FTF соответственно

будет значительное расхождение между предсказаниями моделей из-за различия в механизмах рождения барионов. Как видно из рис. 34, это так. На рис. 34  $\langle P_x^{\text{as}} \rangle$  — функции импульса триггерных  $\Lambda$ -гиперонов для различных ассоциированных частиц.

Видно, что корреляции функции  $P^{\text{tr}}$  приблизительно линейные, как и ожидалось. Большое расхождение между результатами моделей возникает для корреляций  $\Lambda$ - с  $\bar{\Lambda}$ -гиперонами,  $K^0$ -,  $K^+$ - и  $\pi^-$ -мезонами. В моделях даются близкие предсказания для корреляций  $\Lambda$ -гиперонов с  $K^-$ - и  $\pi^+$ -мезонами. В основном в модели FTF предсказываются наиболее сильные корреляции между барионами и антибарионами. Другие сильные корреляции — между триггерными  $\pi$ -мезонами и барионами. Корреляции слабее в модели Pythia, они практически отсутствуют между  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонами.

Согласно модели FTF есть эволюция корреляций от сильных к менее сильным в диапазоне значений энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}15$  ГэВ. Это связано с вымиранием процессов обмена кварками в модели FTF. При высоких энергиях корреляции «замораживаются». Следующий шаг в эволюции функции может быть при множественном рождении глюонов.

Корреляции  $\langle (P_y^{\text{as}})^2 \rangle$  с  $P^{\text{tr}}$  дают возможность прямой проверки механизма Швингера. Они представлены на рис. 35.

Как видно, корреляции практически постоянны. Предсказания моделей близки друг к другу для  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонов. Есть существенная разница между предсказаниями для  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов и  $K^0$ -мезонов.

Мы полагаем, что все рассмотренные корреляции могут быть изучены в эксперименте SPD.

### 13. ЗАГАДКИ МЯГКИХ ФОТОНОВ В $pp$ -, $pA$ - И $AA$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ\*

Более трех десятилетий отсутствует полное понимание механизма образования мягких фотонов (МФ) (энергия менее 50 МэВ). Экспериментальные данные свидетельствуют об их повышенном выходе в адронных и ядерных взаимодействиях по сравнению с теоретическими расчетами. В ОИЯИ в связи со строительством нового ускорительного комплекса NICA появилась возможность провести исследования  $pp$ -,  $pA$ - и  $AA$ -взаимодействий при энергиях до 25А ГэВ. Подготовлена обширная физическая программа для изучения мягких фотонов, которая охватывает широкий диапазон исследований в области физики высоких энергий. Для реализации этой программы наша группа разрабатывает концепцию электромагнитного калориметра типа «шашлык» на основе кристаллов гадолиниево-галлиевого граната (GaGG), которые имеют значительно более низкий порог регистрации фотонов. Первые испытания электромагнитных калориметров, изготовленных в ОИЯИ на основе GaGG и композита вольфрама и меди, подтверждают правильность этого выбора.

До сих пор на вопрос о загадочном происхождении и свойствах мягких фотонов не получено исчерпывающего ответа. Несколько экспериментальных групп обнаружили повышенный выход фотонов в области малого поперечного импульса  $p_T$ , менее 50 МэВ/с [303–311]. Эти фотоны не являются продуктами распада короткоживущих частиц (включая резонансы).

Согласно КХД при высоких энергиях взаимодействия  $q\bar{q}$ ,  $qg$  и  $gg$  приводят к испусканию фотонов, называемых прямыми фотонами. Несмотря на то, что большинство фотонов, образующихся во взаимодействиях при высоких

---

\*Этот раздел написан Е. С. Кокоулиной (e-mail: kokoulina@jinr.ru) и В. А. Никитиным (e-mail: nikitin@jinr.ru).

энергиях, происходят от распадов вторичных адронов (нейтральных мезонов и др.), прямые фотоны предоставляют уникальную возможность изучить мягкую глюонную компоненту нуклона и стадию адронизации. Прямые фотоны взаимодействуют с окружающей средой только электромагнитно, в отличие от сильного взаимодействия адронов. Таким образом, МФ хранят больше информации о среде на всех этапах взаимодействия. Это особенно ценно наряду с информацией о вторичных адронах.

Первый убедительный эксперимент по обнаружению МФ был выполнен на большой европейской пузырьковой камере (BEBC) [303]. Изучение рождения МФ в  $K^+p$ -взаимодействиях на пучках  $K^+$ -мезонов с энергией 70 ГэВ/с после вычитания спектров всех известных распадов адронов показало их избыток по сравнению с тем, что ожидалось от внутреннего тормозного излучения КХД.

Следующая серия экспериментов была проведена при более высоких энергиях [304–308]. Превышение выхода МФ было четырехкратным или даже восьмикратным. Последний европейский эксперимент был выполнен на ускорителе SPS в ЦЕРН сотрудничеством DELPHI [309]. Выход МФ в зависимости от числа нейтральных пионов оказался совершенно неожиданным [310]. Превышение интенсивности внутреннего тормозного излучения в сравнении с предсказанными в зависимости от множественности нейтральных пионов в кварковой струе оказалось семнадцатикратным для наибольшего числа зарегистрированных пионов  $N_{\text{neu}} = 6$ . Фотоны, образующиеся при тормозном излучении мюонов, в реакции  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  продемонстрировали хорошее согласие наблюдаемого числа фотонов с предсказаниями КЭД для внутреннего тормозного излучения мюонами [311].

Наш калориметр, изготовленный на основе кристаллов BGO и размещенный на установке NIS-GIBS под углом  $16^\circ$  относительно направления пучка нуклотрона, регистрировал энерговыделение гамма-квантов. Моделирование методом Монте-Карло проводилось в условиях последней сборки и при энергии пучка 3,5А ГэВ. Были получены спектры энерговыделения фотонов в дейтерий-углеродных и литий-углеродных (см. [312]) взаимодействиях. В области энерговыделения ниже 50 МэВ подтвердилось заметное превышение по сравнению с оценками Монте-Карло.

К настоящему времени существуют несколько феноменологических моделей, которые были разработаны для описания спектров МФ [313–316]. Наиболее привлекательной среди них является модель холодной кварк-глюонной плазмы Л. Ван Хова [313]. Но до сих пор не получено полного исчерпывающего понимания природы аномального (повышенного) выхода МФ.

**13.1. Научная программа исследования МФ.** В соответствии с моделью глюонного доминирования (МГД) [316, 317] множественное рождение описывается конволюцией двух стадий. Первая стадия рассматривается в КХД как кварк-глюонный каскад. Для второй применяется феноменологическая

схема адронизации. МГД свидетельствует, что источниками вторичных адронов являются глюоны, которые мы называем активными, а наблюдаемое избытие мягких глюонов может быть источником МФ. Эти фотоны подхватываются вновь рожденными кварками с последующим сбрасыванием энергии за счет излучения МФ:  $g + q \rightarrow \gamma + q$  или  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma$ . При этом валентные кварки остаются в лидирующих частицах. Наши оценки области излучения МФ (ее линейного размера) для  $pp \rightarrow$  адроны + фотоны на U-70 в случае почти равновесного состояния при использовании излучения черного тела превышают типичную область адронизации (1 фм) и достигают значения примерно 4–6 фм [317]. Мы считаем, что мягкая глюонная составляющая протонов важна для понимания спиновой структуры нуклонов.

Образование пионного (бозе-эйнштейновского) конденсата в области большой полной множественности ( $N \gg \langle N \rangle$ ,  $N = N_{\text{ch}} + N_0$ , где  $\langle N \rangle$  — средняя множественность заряженных и нейтральных пионов) может быть связано с превышением выхода МФ [314]. Рост нормированной дисперсии  $\omega^0 = (\langle N_0^2 \rangle - \langle N_0 \rangle^2) / \langle N_0 \rangle$  будет сигналом образования пионного конденсата [318].

Повышенный выход фотонов при низкой энергии дает нам возможность рассчитать двухчастичные корреляции прямых фотонов. Аналогичные результаты были получены сотрудничеством WA98 [319]. Отклонение от теоретических предсказаний находится на уровне долей процента.

Следующий пункт нашей научной программы появился благодаря эксперименту RHIC, а именно использованию переменной потока  $v_2$ . В [320] имеется интересное предсказание о росте  $v_2$  в области малых  $p_T$  фотонов. Эта зависимость может свидетельствовать о когерентном излучении МФ. Наша программа предлагает проверить это поведение.

Ученый из США Чеук-Инь Вонг [315] разработал интригующую модель КЭД-мезонов с открытой струной, чтобы объяснить и описать  $p_T$ -спектр МФ. Вонг считает, что, поскольку  $q$  и  $\bar{q}$  не могут быть изолированы, внутреннее движение системы  $q\bar{q}$  в ее низкоэнергетическом состоянии происходит преимущественно в  $1 + 1$  измерениях, как в открытой струне с  $q$  и  $\bar{q}$  на двух концах. Экстраполируя в  $q\bar{q}$ -сектор КЭД, в котором  $q$  и  $\bar{q}$  взаимодействуют электродинамически, он находит состояние КЭД-мезона с открытой струной при  $(17,9 \pm 1,5)$  МэВ и состояние КЭД-мезона при  $(36,4 \pm 3,8)$  МэВ. Эти предсказанные массы изоскалярных и изовекторных КЭД-мезонов близки к массам гипотетических частиц X17 [321] и E38 [322], которые недавно наблюдались, и это делает их хорошими кандидатами на роль частиц X17. Данная гипотеза вызвала большой интерес [323].

Распад этих гипотетических частиц может проявляться как избыток пар  $e^+e^-$  и  $\gamma\gamma$  в явлении МФ [315]. Вонг показывает, что астрофизический объект, состоящий из большого ансамбля КЭД-мезонов, таких как частица X17 с массой  $m_X = 17$  МэВ, будет излучателем электрон-позитронных пар и гамма-

лучей. Если температура такого ансамбля низкая, то он может образовывать конденсат Бозе–Эйнштейна. Такие ансамбли КЭД-мезонов представляются хорошими кандидатами в качестве излучателей  $e^+e^-$  и гамма-лучей или в качестве первичной холодной темной материи.

**13.2. Подготовка к экспериментальному изучению МФ.** Для выполнения научной программы нам необходимо изготовить электромагнитный калориметр (ЭКал) для регистрации гамма-квантов низких энергий. Как известно, производство гомогенных кристаллических ЭКал является дорогостоящим. Обычно физики предпочитают изготавливать гетерогенные сборки [324]. Они дешевле и при этом обладают удовлетворительными свойствами. Наши исследования были направлены на тестирование двух типов ЭКал. Тип «спагетти» был первым прототипом, который мы изготовили и облучили гамма-квантами в Германии [312].

Мы заменили легкий сцинтилляционный материал очень плотным (тяжелым) кристаллом, который имеет высокий световыход [324]. Это позволило создать достаточно компактное устройство (экономия пространства около 30%). Для изготовления «спагетти» мы выбрали в качестве сцинтиллятора монокристалл гадолиниево-галлиевого граната  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$  (GaGG), а также композит вольфрам + медь в качестве поглотителя. Мы ожидаем, что время затухания составит  $\sim 90$  нс, световыход будет  $\sim 45\,000$ – $55\,000$  фотон/МэВ, ориентировочная цена  $25$ – $35$   $\$/\text{см}^3$ , а также монокристалл будет иметь хорошую радиационную устойчивость.

Кристалл GaGG — быстродействующий сцинтиллятор, его световыход в 4 раза больше, чем у кристаллов ВГО. А приобрести эти кристаллы можно у известной отечественной фирмы «Фомос-Материалы». Моделирование методом Монте-Карло показало, что необходимое энергетическое разрешение для МФ в случае ЭКал типа «спагетти» получается ниже, чем при использовании калориметра типа «шашлык». На рисунках в [312] приведен пример типичного ЭКал типа «шашлык».

Мы также планируем собрать ЭКал «шашлык». Предполагается, что он будет состоять из 16 или более пластин GaGG  $100 \times 100 \times 3$  мм, 15 пластин 2-мм поглотителя (W:Cu композит, 1:19), а его общая длина будет около 138 мм. Моделирование GEANT4 показывает, что энергетическое разрешение «шашлыка» значительно лучше, чем «спагетти». Размеры обеихборок были оптимизированы методом Монте-Карло для получения требуемых характеристик. Конструкция «шашлыка» позволяет увеличивать его длину. Мы также можем исключить поглотитель W/Cu из «шашлыка», а затем собрать однородное устройство для регистрации фотонов с энергией порядка мегэлектронвольт, если энергетическое разрешение ЭКал не будет достаточно хорошего качества.

Мы хотели бы поблагодарить всех участников исследований по МФ, а также руководство нашей лаборатории за значительную поддержку.

## 14. ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ \*

Пространственно-временная картина формирования адронов в высокоэнергетических процессах с ядерными мишенями все еще недостаточно изучена. Предлагается тест различных моделей формирования адронов с использованием столкновений тяжелых ионов. Представлены результаты микроскопического транспортного расчета распределений протонов и заряженных пионов по быстрой и поперечному импульсу в столкновениях  $C + C$  и  $Ca + Ca$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ.

Адроны, рожденные в жестких эксклюзивных столкновениях частица–нуклон, сначала возникают в форме преадронов с сокращенным поперечным размером  $\sim 1/\sqrt{Q^2}$ , где  $Q^2$  — шкала (масштаб) жесткости. Для эксклюзивного электророждения мезонов  $eN \rightarrow e'N'M$  ( $M = \pi, \rho$ ) шкала жесткости — виртуальность фотона (см. [325]). В случае адронного рассеяния на большие углы  $hN \rightarrow h'N'$  с  $-t \simeq -u \simeq s/2$  шкала жесткости задается передачей импульса, т. е.  $Q^2 = -t$  (см. [326] и ссылки там). Преадроны, называемые также точечноподобными конфигурациями (ТПК), взаимодействуют с нуклонами с уменьшенной силой, что известно как явление цветовой прозрачности (ЦП), см. недавний обзор [327].

В инклюзивных каналах рождения в  $NN$ -столкновениях даже при больших  $\sqrt{s}$  нет фиксированной шкалы жесткости. Поэтому формирование ТПК здесь вызывает сомнения. Однако шкала жесткости будет флуктуировать от события к событию, и можно все же ожидать, что в среднем поперечный размер выходящих адронов будет уменьшен по сравнению с «нормальным». Этим мотивируется включение эффектов формирования адронов в микроскопические транспортные модели столкновений тяжелых ионов при высоких энергиях, такие как UrQMD [328], HSD [329] и гисенскую модель Больцмана–Уэлинга–Уленбека (ГиБУУ) [330]\*\*.

Изучение формирования адронов в области фрагментации тока [331], основанное на данных HERMES и EMC по глубоконеупругому рассеянию (ГНР), показывает линейный рост сечения взаимодействия преадрона с нуклоном со временем (или с длиной, пройденной преадроном) в согласии с моделью квантовой диффузии (МКД) [137]. В МКД преадрон конвертируется в «нормальный» адрон после прохождения дистанции, называемой длиной образования (или когерентности)

$$l_h \simeq \frac{2p_h}{|M_h^2 - M_{h'}^2|} \sim 0,4-0,6 \text{ (фм} \cdot \text{с/ГэВ)} \cdot p_h \text{ (ГэВ/с)}, \quad (53)$$

\*Этот раздел написан А. Б. Ларионовым (e-mail: laronov@theor.jinr.ru).

\*\*Согласно концепции ЦП нуклоны в начальном состоянии жесткого столкновения также будут поперечно «сжаты». Этот эффект полностью игнорируется в транспортных моделях.

где  $p_h$  — импульс адрона  $h$ ,  $M_h$  — масса адрона  $h$ , а  $M_{h'}$  в грубом приближении — масса ближайшего радиально возбужденного состояния  $h'$ . Таким образом, основываясь на МКД, можно оценить, что частицы с импульсом выше  $\sim 10$  ГэВ/с покидают ядро практически без взаимодействий с нуклонами. С другой стороны, для описания данных E665 по выходам нейтронов низкой энергии ( $E < 10$  МэВ) в ГНР мюона с энергией 470 ГэВ на мишени из свинца [332,333] предпочтительно удивительно низкое значение обрезания импульса  $\sim 1$  ГэВ/с, выше которого преадроны не взаимодействуют в ядре. Это не может быть объяснено МКД или какой-либо другой существующей моделью формирования адронов и требует новых экспериментов по образованию адронов в области фрагментации мишени, например, в столкновениях виртуальных фотонов с ядрами на будущем электрон-ионном коллайдере (ЭИК) или в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов на LHC и RHIC [333]. Физика фрагментации мишени — одна из целей экспериментальной программы ЭИК [334].

Другая возможность изучения эффектов формирования адронов возникает в столкновениях тяжелых ионов в режиме SPD-NICA ( $\sqrt{s_{NN}} \sim 10$  ГэВ). Здесь нуклон, остановленный в нуклон-нуклонной ( $NN$ ) системе центра масс (с.ц.м.), имеет  $x_F = m_N/\sqrt{s_{NN}} \sim 0,1$ . Таким образом, медленные нуклоны в  $NN$  с.ц.м. представляют собой смесь продуктов фрагментации тока ( $x_F \ll 1$ ) и мишени ( $x_F \lesssim 1$ ). Мы рассматриваем чувствительность наблюдаемых столкновений тяжелых ионов к различным моделям формирования адронов. Вычисления проведены в рамках транспортной модели ГиБУУ.

В п. 14.1 дается краткое описание модели ГиБУУ, сфокусированной на формировании адронов. Пункт 14.2 содержит результаты вычислений спектров протонов и пионов по быстроте и поперечному импульсу в столкновениях  $C + C$  и  $Ca + Ca$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ. Заключение и оценка скорости счета событий на SPD-NICA даны в п. 14.3.

**14.1. Модель.** В модели ГиБУУ (см. подробное описание в [330]) решается система кинетических уравнений для барионов ( $N, N^*, \Delta, \Lambda, \Sigma \dots$ ), соответствующих антибарионов ( $\bar{N}, \bar{N}^*, \bar{\Delta}, \bar{\Lambda}, \bar{\Sigma} \dots$ ) и мезонов ( $\pi, K \dots$ ). Кинетические уравнения связаны интегралами столкновений и среднеполевыми потенциалами. Последние определяются самосогласованно, т.е. они зависят от реального распределения частиц в 6-мерном фазовом пространстве координат и импульсов. Функция распределения аппроксимируется набором точечноподобных тестовых частиц. Тогда кинетическое уравнение решается, если координаты и импульсы тестовых частиц изменяются во времени между столкновениями согласно уравнениям движения Гамильтона\*.

---

\*В этих вычислениях не учитываются среднеполевые потенциалы. Таким образом, тестовые частицы распространяются вдоль прямолинейных траекторий.



Две тестовые частицы испытывают столкновение в течение интервала времени  $[t - \Delta t/2; t + \Delta t/2]$ , если они достигают минимального расстояния  $d$  в координатном пространстве в течение этого интервала времени и если  $d < \sqrt{\sigma_{\text{tot}}/\pi}$ . Здесь  $\Delta t$  — временной шаг в с. п. м. сталкивающихся ядер, а  $\sigma_{\text{tot}}$  — полное сечение взаимодействия сталкивающихся частиц.

Модель также включает трехчастичные столкновения  $\pi NN \rightarrow NN$  и  $\Delta NN \rightarrow NNN$ , которые описываются на основе вычисления члена поглощения в трехчастичном интеграле столкновений. Нестабильные резонансы испытывают распады с вероятностью  $P = \Gamma \Delta t$ , где  $\Gamma$  — полная ширина распада резонанса. Конечные состояния двух- и трехчастичных столкновений и распады резонансов моделируются методом Монте-Карло согласно сечениям парциальных каналов, парциальным ширинам и угловым распределениям. Для нуклонов в конечном состоянии учитывается принцип запрета Паули.

Для низкоэнергетических элементарных бинарных столкновений используется резонансная модель, дополненная эмпирическими фоновыми сечениями (например  $s$ -волновым прямым рождением пионов  $NN \rightarrow NN\pi$ ). Для таких столкновений предполагается, что все рожденные частицы формируются мгновенно и взаимодействуют с обычными адронными сечениями.

Высокоэнергетические элементарные бинарные столкновения описываются моделями PYTHIA и FRITIOF (последняя используется только для столкновений антибарион–барион). Соответствующие переходные значения  $\sqrt{s}$  для столкновений мезон–барион, барион–барион и антибарион–барион равны 2,2, 4,0 и 2,38 ГэВ. Заметим, что для  $\sqrt{s}$  в узкой области  $\pm(0,1-0,2)$  ГэВ в центром в переходном значении события низко- и высокоэнергетического типов смешаны для гарантии гладкого поведения сечений между двумя энергетическими режимами.

Предполагается, что частицы, рожденные в высокоэнергетическом бинарном столкновении, находятся в преадронном состоянии. Их эффективное сечение взаимодействия  $\sigma_{\text{eff}}$  с нуклоном начинает зависеть от времени и отклоняется от обычного сечения взаимодействия  $\sigma_0$ . Мы применили три различные модели для отношения эффективного и обычного сечений взаимодействия.

1. Модель, основанная на точках рождения и формирования из модели JETSET (см. [335], используется в ГиБУУ по умолчанию), подтвержденная анализом затухания адронов на HERMES и EMC [331]:

$$\sigma_{\text{eff}}(t)/\sigma_0 = X_0 + (1 - X_0) \frac{t - t_{\text{prod}}}{t_{\text{form}} - t_{\text{prod}}}, \quad (54)$$

где  $X_0 = r_{\text{lead}} a/Q^2$ ,  $a = 1 \text{ ГэВ}^2$ ,  $r_{\text{lead}}$  — отношение числа ведущих кварков к полному числу кварков в преадроне.  $Q^2$  определяется для жесткого подпроцесса рассеяния  $2 \rightarrow 2$  переменной VINT(52) в модели PYTHIA. По

умолчанию это дает  $Q^2 \sim p_{\perp}^2$ , где  $p_{\perp}$  — поперечный импульс в жестком подпроцессе рассеяния (подробнее см. руководство РYTHIA 6.4 [287]).

2. МКД [137]:

$$\sigma_{\text{eff}}(t)/\sigma_0 = X_0 + (1 - X_0) \frac{c(t - t_{\text{hard}})}{l_h}. \quad (55)$$

Здесь для простоты полагается  $X_0 = 0$ ,  $t_{\text{hard}}$  — момент времени столкновения в вычислениях ГиБУУ.

3. Обрезание по импульсу:

$$\sigma_{\text{eff}}/\sigma_0 = \Theta(p_{\text{cut}} - p_h), \quad p_{\text{cut}} \sim 1 - 2 \text{ ГэВ}/c. \quad (56)$$

Следует дать некоторые комментарии о лоренц-ковариантности. В принципе, все три модели явно нековариантны. Таким образом, нужно определить систему отсчета, в которой они применяются. Однако в случае моделей 1 и 2 нековариантность должна в значительной степени нивелироваться в отношениях разностей времени или длины. Модель 3 представляет в этом смысле наибольшую проблему, так как результат явно зависит от системы отсчета, в которой вычисляется импульс частицы. Заметим, что исходно уравнение (56) предполагалось для системы покоя ядра-мишени [333], где ГНР вычисляется в ГиБУУ. Напротив, в этой статье использована с. ц. м. ядро-ядро. Проблема, связанная с выбором системы отсчета, находится за пределами данной статьи и должна быть исследована в дальнейшем.

**14.2. Численные результаты.** Вычисления были проведены для систем  $C + C$  и  $Ca + Ca$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ. Выбирались значения максимального прицельного параметра 8 фм для  $C + C$  и 11 фм для  $Ca + Ca$ , что соответствует триггеру минимального отбора. Эволюция сталкивающихся систем во времени вычислялась до 30 фм/с с шагом  $\Delta t = 0,2$  фм/с. Набранная статистика составила  $2 \cdot 10^6$  ( $1 \cdot 10^6$ ) событий  $C + C$  ( $Ca + Ca$ ).

На рис. 36 показаны быстротные спектры протонов и заряженных пионов. Мы не отличаем свободные протоны от протонов, связанных в ядерных кластерах. Это приводит к появлению максимумов в спектрах протонов при быстротах ядер мишени и снаряда. Вычисление без эффекта формирования адронов дает самый большой выход частиц при промежуточной быстроте ( $y = 0$ ). Эффект формирования ведет к уменьшению взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) выходящих адронов. Следовательно, рожденные протоны испытывают меньшие потери продольного импульса, что приводит к уменьшению их выхода при промежуточной быстроте. В силу того, что меньшее ВКС влечет за собой меньшее неупругое рождение вторичными протонами, выход пионов при промежуточной быстроте также уменьшен в вычислениях с формированием. Как и ожидалось, уменьшение выхода при  $y = 0$  сильнее для более тяжелых систем и для вычислений с большими ограничениями на ВКС ( $p_{\text{cut}} = 1$  ГэВ/с).

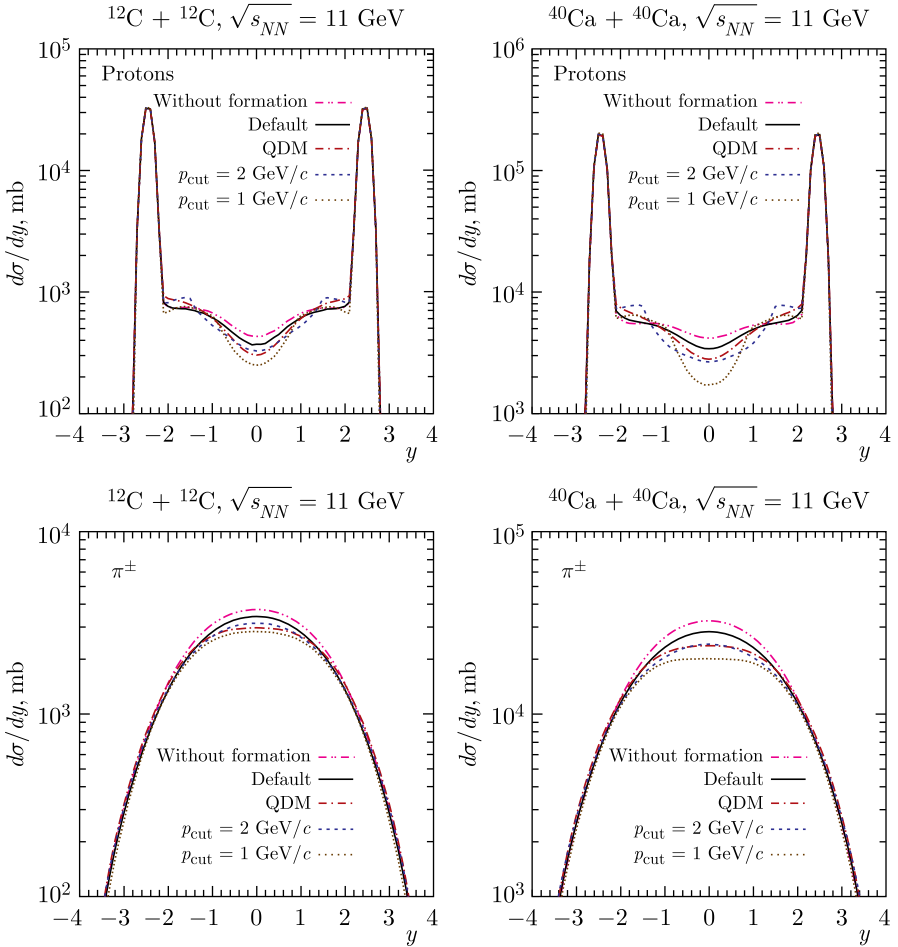


Рис. 36. Распределения протонов и заряженных пионов по быстрой в столкновениях  $\text{C} + \text{C}$  и  $\text{Ca} + \text{Ca}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 11 \text{ GeV}$ , как указано. Штрихпунктирная (пурпурная) линия с двумя точками — вычисление без учета формирования (мгновенно сформированные адроны). Сплошная (черная) линия — формирование по умолчанию (54). Штрихпунктирная (красная) линия — МКД (55). Штриховая (голубая) линия —  $p_{\text{cut}} = 2 \text{ GeV}/c$  (56). Пунктирная (коричневая) линия —  $p_{\text{cut}} = 1 \text{ GeV}/c$  (56)

На рис. 37 показаны спектры протонов и заряженных пионов по поперечному импульсу при промежуточной скорости. Протонный  $p_T$  спектр становится мягче благодаря эффекту формирования. Действительно, протоны в среднем увеличивают поперечный импульс в процессах перераспределения, в то время как эффект формирования подавляет перераспределение. На пионный  $p_T$

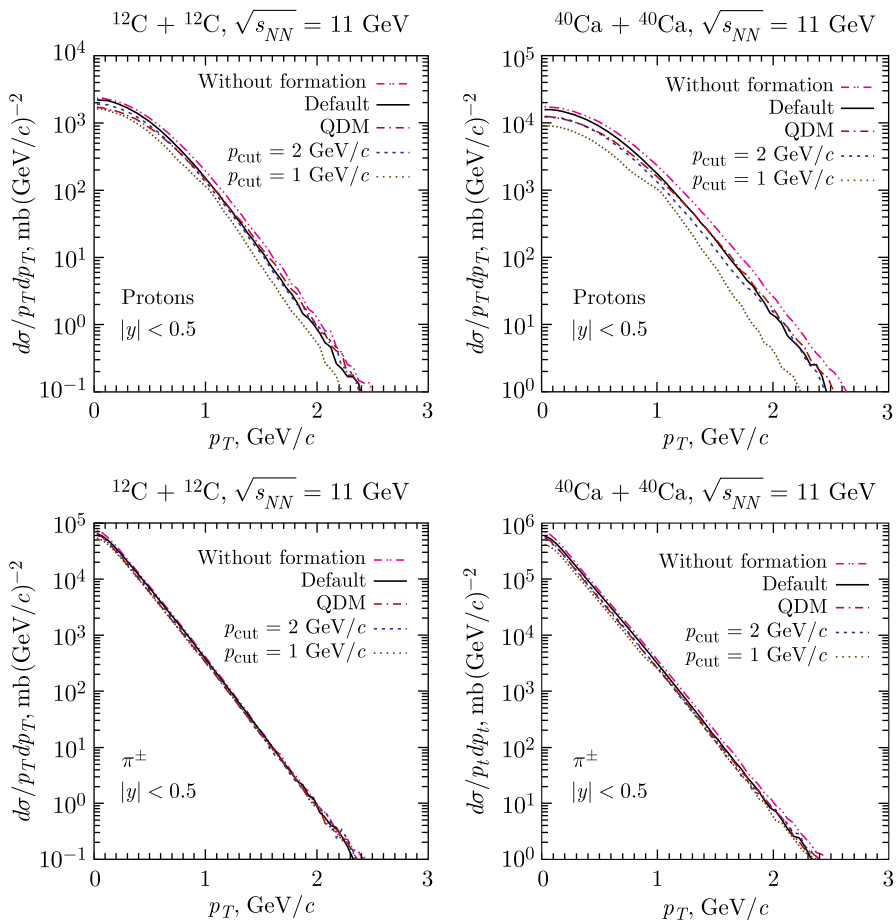


Рис. 37. Распределения протонов и заряженных пионов по поперечному импульсу в столкновениях C + C и Ca + Ca при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ, как указано. Распределения вычислены в быстротном интервале  $|y| < 0,5$  в с.п.м. Обозначения линий такие же, как на рис. 36

спектр формирования адронов влияет очень слабо. В столкновениях тяжелых ядер [336] эффект формирования адронов становится более явным, особенно для центральных событий.

Итак, целью данных расчетов было прояснить, можно ли использовать столкновения тяжелых ионов для тестирования различных моделей формирования адронов. Применялась транспортная модель ГиБУУ, которая включает в себя три возможные модели формирования адронов. Первые две модели, (54) и (55), основаны на механизме цветовой прозрачности и различаются только

в детальном описании длины формирования адронов. Обе эти модели были успешны для описания затухания адронов в реакциях ГНР. В третьей модели (56) предполагается, что преадроны с импульсом выше 1–2 ГэВ/с не взаимодействуют с нуклонами, что сильно расходится с широко принятой импульсной зависимостью длины формирования адронов (уравнение (53)). Изначально эта модель была предложена для описания рождения низкоэнергетических нейтронов, инициированного ГНР мюона на ядерных мишенях [333].

В модели ГиБУУ были рассчитаны инклюзивные сечения рождения протонов и заряженных пионов в  $C + C$  и  $Ca + Ca$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ. В системе  $C + C$  эффекты ВКС минимальны и процесс реакции определяется первичными  $NN$ -столкновениями. В системе  $Ca + Ca$  эффекты ВКС проявляются более отчетливо. Распределения протонов и заряженных пионов по быстрой и распределения протонов по поперечному импульсу показывают сильную чувствительность к эффектам формирования адронов. Большие ограничения на ВКС преадронных состояний приводят к меньшему выходу частиц при промежуточной быстрой и более мягким спектрам протонов по  $p_T$ .

В системе  $C + C$  сечения рождения протонов и  $\pi^\pm$  в интервале быстрой в с. с. м.  $|y| < 0,5$  составляют  $\simeq 0,4$  и  $\simeq 3$  бн соответственно. В системе  $Ca + Ca$  соответствующие сечения примерно на порядок выше. Таким образом, измерения спектров протонов и заряженных пионов представляются легко осуществимыми на первом этапе работы SPD-NICA ( $L = 10^{25}$  см $^{-2}$   $\times$  с $^{-1}$ ) со скоростью рождения около 1–10 событий в секунду (без поправок на эффективность и акцептанс). Точность, необходимая для разделения различных моделей формирования адронов, должна быть лучше  $\sim 10\%$  для инклюзивных сечений рождения при промежуточной быстрой, что достижимо в течение нескольких часов пучкового времени.

## 15. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ПАРЫ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ $\tau$ -ЛЕПТОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ SPD \*

В данном разделе предлагается использовать процесс Дрелла–Яна с парным рождением  $\tau$ -лептонов для измерения параметров поляризованных партонных функций распределения протона на коллайдере NICA в эксперименте SPD. Для определения поляризации  $\tau$ -лептонов предлагается использовать распады  $\tau$ -лептонов на одиночный заряженный  $\pi$ -мезон, а для параметризации состояния поляризации  $\tau$ -лептонов — энергию одиночных  $\pi$ -мезонов.

---

\*Этот раздел написан А. Алешко (e-mail: sserq@gmail.com), Э. Боосом (e-mail: boos@theory.sinp.msu.ru) и В. Буничевым (e-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru).

Вероятность процесса с участием определенного партона описывается функцией, зависящей от доли полного импульса протона, которой обладает этот партон, и значения энергетического масштаба. Эти функции, известные как функции партонного распределения (ФПР, PDF), содержат информацию о внутренней структуре соответствующих нуклонов [337, 338]. Для последовательного описания процессов с поляризованными нуклонами в широком диапазоне значений энергии и наиболее полного описания структуры протона была разработана обобщенная партонная модель [339–341], которая содержит 8 специализированных функций партонного распределения: распределение партонной плотности в неполяризованном нуклоне (плотность, density), распределение продольной поляризации кварков в продольно-поляризованном нуклоне (спиральность, helicity), распределение поперечной поляризации кварков в поперечно-поляризованном нуклоне (поперечность, transversity), корреляция между поперечной поляризацией нуклона и поперечным импульсом неполяризованных кварков (функции Сиверса, Sivers), корреляция между поперечной поляризацией нуклона и продольной поляризацией кварков (ворм-гир-Т, worm-gear-T), распределение поперечного импульса кварков в неполяризованном нуклоне (функции Бура–Мулдерса, Boer–Mulders), корреляция между продольной поляризацией нуклона и поперечным импульсом кварков (ворм-гир-Л, worm-gear-L), распределение поперечного импульса кварков в поперечно-поляризованном нуклоне (претцелозити, pretzelosity).

При текущем уровне знаний о структуре нуклонов функции распределения партонов не могут быть получены аналитически и должны быть измерены экспериментально. Для измерений ФПР обычно используются процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР), а также процессы Дрелла–Яна (ДЯ) [342–354].

В процессах Дрелла–Яна аннигиляция кварка и антикварка из сталкивающихся нуклонов через промежуточный фотон или  $Z$ -бозон приводит к рождению лептон-антилептонной пары [347, 355]. Матричный элемент процесса Дрелла–Яна может быть представлен в виде свертки двух тензоров [347, 356, 357]. Первый тензор отвечает за адронную часть с начальными партонами и включает в себя зависимость от поляризованных функций партонного распределения. Второй тензор соответствует лептонной части процесса. Такая простая структура и тот факт, что процесс Дрелла–Яна является одним из самых «чистых» жестких процессов адрон-адронного рассеяния, делает его очень удобным инструментом для изучения ФПР.

В устоявшемся подходе для изучения функций партонного распределения используют процессы Дрелла–Яна с рождением электрон-позитронной или мюон-антимюонной пары [347, 352, 354], так как в этом случае массой лептонов можно пренебречь и рассматривать их как имеющих определенную спиральность. В рамках этого подхода угловые параметры, которые определяют пространственную ориентацию импульса лептонов относительно им-

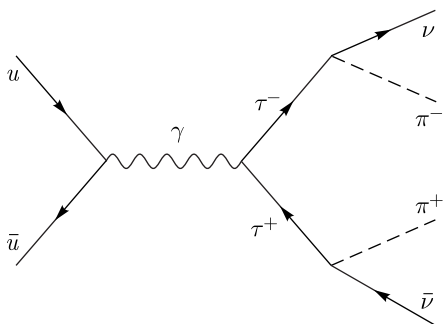


Рис. 38. Процесс Дрелла–Яна с рождением пары  $\tau$ -лептонов и их последующим распадом на одиночный заряженный  $\pi$ -мезон и нейтрино

больших, чем масса  $\tau$ -лептонов, и не подходят для значений энергии, сравнимых с их массой. Следовательно, нужна более подходящая параметризация состояний поляризации  $\tau$ -лептонов.

Для решения этой задачи мы предлагаем использовать особые свойства распада  $\tau$ -лептона. Рассмотрим адронный распад  $\tau$  на одиночный заряженный  $\pi$ -мезон и нейтрино. Из-за слабой природы этого распада и того, что нейтрино всегда левополяризованы, спектр энергии  $\pi$ -мезона строго коррелирует с состоянием поляризации распадающегося  $\tau$ -лептона [358–361]. Например, в случае распада преимущественно правополяризованного  $\tau$  из-за сохранения углового момента большая часть импульса  $\tau$  передается  $\pi$ -мезону. И наоборот, в случае преимущественно левополяризованного  $\tau$  значительная часть его импульса передается нейтрино. Таким образом, энергия одиночного  $\pi$ -мезона — удобная характеристика состояния поляризации породившего его  $\tau$ . Итак, для того чтобы определить поляризацию  $\tau$ -лептонов, можно использовать адронные распады  $\tau$ -лептонов на одиночный заряженный  $\pi$ -мезон и нейтрино. Диаграмма соответствующего процесса показана на рис. 38. Мы предлагаем использовать энергию одиночного  $\pi$ -мезона как переменную, которая параметризует состояние поляризации  $\tau$ -лептонов. Ключевая особенность нашего метода состоит в том, что мы не суммируем по состояниям поляризации  $\tau$ -лептонов, но сохраняем информацию о поляризации обоих  $\tau$ -лептонов через энергию одиночных  $\pi$ -мезонов из распадов  $\tau$ .

Одна из лучших возможностей для проверки предлагаемого подхода — это будущий эксперимент SPD NICA [362]. Так как пара  $\tau$ -лептонов рождается на коллайдере NICA около порога реакции, то в зависимости от значений импульса партонных  $\tau$ -лептонов могут рождаться почти в покое либо со значительным импульсом, что отражается на продуктах их распада и де-

пульсов сталкивающихся нуклонов, используются как параметры, описывающие состояние поляризации пары лептонов. Затем можно измерить азимутальные асимметрии и вывести из них конкретные структурные функции.

В случае рождения пары  $\tau$  этот подход будет работать только при очень высоких энергиях. Массивные частицы не имеют определенной спиральности. Таким образом, для  $\tau$ -лептонов угловые параметры (как характеризующие спин переменные) могут быть использованы только при энергиях столкновения значительно

Таблица 5. Значения сечения рассеяния процесса Дрелла–Яна с рождением пары  $\tau$  при энергии  $\sqrt{s} = 24$  ГэВ, рассчитанные с различными вариантами выбора масштаба факторизации  $\mu_F$

Масштаб	Порядок LO	
	Сечение рассеяния $\sigma$ , пб	Ошибка МК $\Delta\sigma$ , пб
$Q$	70,0	0,3
$Q/2$	84,8	0,4
$E_T$	75,7	0,4
$m_T$	70,7	0,3
Масштаб	Порядок QCD NLO	
	Сечение рассеяния $\sigma$ , пб	Ошибка МК $\Delta\sigma$ , пб
$Q$	83,5	0,7
$Q/2$	83,8	0,7
$E_T$	108,5	0,6
$m_T$	105,7	0,7

лает процесс Дрелла–Яна с  $\tau$ -лептонами очень чувствительным к состоянию спинов и импульсов начальных партонов и нуклонов.

Для подтверждения эффективности нашего метода мы провели детальное численное моделирование. В первую очередь, используя программу CompHEP [363], вычислили на древесном уровне сечение рассеяния процесса Дрелла–Яна с рождением пары  $\tau$ . Также мы использовали программу *MadGraph5\_aMC@NLO* [364], чтобы оценить сечение этого процесса в следующем за лидирующим порядке по теории возмущения. В обоих случаях мы использовали набор ФПР NNPDF3.1 [365]. Как было указано, важное преимущество установки NICA — это ее диапазон значений энергии  $\sqrt{s} = 10\text{--}26$  ГэВ, который близок к порогу рождения пары  $\tau$ . Однако одна из возникающих проблем в расчетах сечений рассеяния при таких низких энергиях — это правильный выбор масштаба факторизации КХД. В настоящее время существует некоторая неопределенность в том, как правильно выбрать этот масштаб. В случае процесса Дрелла–Яна часто используется масштаб порядка инвариантной массы пары лептонов  $Q$ , так как это наиболее явный характерный масштаб процесса. Однако в работе [366] сделан вывод о том, что выбор масштаба факторизации  $\mu_F = Q$  не всегда ведет к удовлетворительным результатам. Так, при энергиях, близких к диапазону энергии коллайдера NICA, авторы [366] предлагают использовать масштаб  $\mu_F \sim 0,5Q$ . Другие распространенные варианты выбора масштаба факторизации включают в себя поперечную энергию  $E_T$  и поперечную массу  $m_T$  события. Результаты, полученные с использованием различных вариантов выбора масштаба факторизации при энергии  $\sqrt{s} = 24$  ГэВ, показаны в табл. 5.



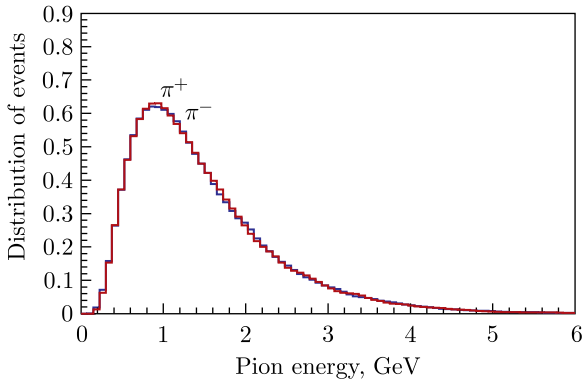
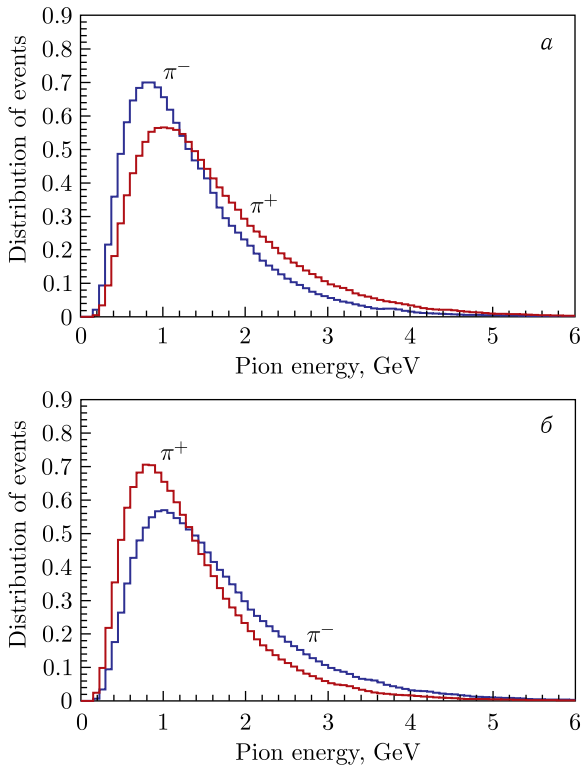
Таблица 6. Оценка количества событий  $pp \rightarrow \pi^- \nu_\tau \pi^+ \bar{\nu}_\tau$  за год ( $\sim 7000$  ч) набора данных при условии 100 %-й эффективности детектора

$\sqrt{s} = 24$ ГэВ ( $L = 1,0 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )		
Нижний порог для $M_{l+l-}$ , ГэВ	3,56	4
$\sigma_{pp \rightarrow \tau^+ \tau^-} \cdot \text{Br}_{\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau} \cdot \text{Br}_{\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau}$ , пб	1,00	0,71
Приблизительное количество событий за 7000 ч	2500	1800
$\sqrt{s} = 26$ ГэВ ( $L = 1,2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )		
Нижний порог для $M_{l+l-}$ , ГэВ	3,56	4
$\sigma_{pp \rightarrow \tau^+ \tau^-} \cdot \text{Br}_{\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau} \cdot \text{Br}_{\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau}$ , пб	1,22	0,88
Приблизительное количество событий за 7000 ч	3100	2200

Чтобы оценить частоту рождения соответствующих событий на коллайдере NICA, мы используем известное значение для парциальной ширины соответствующего канала  $\tau$ -распада:  $\text{Br}(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = (10,83 \pm 0,06) \%$  согласно [367]. Табл. 6 содержит оценку количества событий для двух значений энергии, при которых будет достигнуто максимальное значение интегральной светимости.

Следующим важным шагом является демонстрация обсуждаемого эффекта. Для этого мы провели численное моделирование полного процесса  $pp \rightarrow \pi^- \nu_\tau \pi^+ \bar{\nu}_\tau$  с поляризованными протонами и различной поляризацией начальных партонов. МК-события были созданы с помощью пакета CompHEP. Для моделирования поляризованных процессов мы использовали наборы поляризованных ФПР NNPDFpol, разработанные коллаборацией NNPDF [368]. На сегодня доступны только наборы ФПР для продольно-поляризованного протона. Для моделирования процессов адронизации и излучения из начальных и конечных состояний была использована программа Pythia [369]. Завершающим шагом была обработка событий в пакете Delphes [370] для моделирования отклика детектора и реконструкции событий.

Спектр энергии пионов, рожденных в неполяризованном случае, можно видеть на рис. 39. Здесь  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны показывают одинаковое поведение. Картина становится интереснее в случае поляризованных начальных состояний. На рис. 40 показан спектр энергии пионов, рожденных в процессах с различными состояниями поляризации начальных партонов. Рис. 40, *a* соответствует случаю левого кварка, взаимодействующего с правым антикварком, в то время как рис. 40, *б* соответствует случаю правого кварка, взаимодействующего с левым антикварком. Как можно видеть, спектр энергии пионов коррелирует с состояниями поляризации кварков так, как описано в предыдущем разделе. Более того, видна явная асимметрия между спектрами энергии

Рис. 39. Энергетический спектр  $\pi$ -мезонов в неполяризованном случаеРис. 40. Спектр энергии  $\pi$ -мезонов, рожденных в процессах с различными состояниями поляризации начальных партонов: а) случай левого кварка и правого антикварка; б) случай правого кварка и левого антикварка

$\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, что тоже можно использовать как характеристику состояния поляризации начальных кварков.

Первые численные оценки показывают потенциал нового метода. На следующем шаге мы проведем моделирование с различными исходными комбинациями продольно- и поперечно-поляризованных протонов. Затем составим детальную таблицу соответствия между распределениями пар  $\pi$ -мезонов и различными комбинациями исходных состояний поляризации протонов и составляющих их кварков.

Следуя этому подходу, можно определить поляризацию взаимодействующих партонов, измеряя энергию  $\pi$ -мезонов, рожденных в соответствующих распадах  $\tau$ -лептонов. С учетом того факта, что заряженные пионы хорошо регистрируются [371], предложенный метод потенциально является удобным и мощным инструментом для изучения ФПР нуклонов в поляризованных процессах Дрелла–Яна с парным рождением  $\tau$ -лептонов.

## 16. ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ АНТИПРОТОНА В ПОИСКАХ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ \*

Надежная интерпретация последних результатов измерений на спектрометрах AMS-02 и PAMELA относительно потоков антипротонов затруднена из-за неопределенности эффективного сечения рождения, угловых распределений, а также импульсного спектра антипротонов, рожденных в  $pp$ - и  $pd$ -столкновениях. В данном разделе предлагаются измерения выхода антипротонов в эксперименте SPD NICA, которые могут значительно улучшить ситуацию по поиску темной материи типа WIMP (weakly interacting massive particles).

Проблема темной материи (ТМ) — давняя проблема в современной космологии. Хотя и известно, что ТМ составляет более 26 % полной массы-энергии Вселенной [372], мы до сих пор не имеем подтвержденных выводов об ее природе. Доказательства существования ТМ обширны и разнообразны, но в основном имеют гравитационную природу. Эффекты, вызванные темной материей, наблюдались в кривых вращения галактик, в несоответствии масс галактических кластеров, в гравитационном линзировании и т. д. [373]. Пожалуй, большая часть наших знаний о свойствах ТМ связана с событием *Bullet Cluster*, в котором два кластера галактик столкнулись друг с другом. Астрономические наблюдения и анализ линзирования в данном событии убедили астрономов в том, что частицы ТМ взаимодействуют только посредством слабого взаимодействия [374]. Утверждение, бывшее когда-то лишь пред-

---

\*Этот раздел написан Р. Эль-Холи (e-mail: relkholy@sci.cu.edu.eg).

варительной гипотезой, теперь общепринято. Таким образом, гипотеза WIMP стала наиболее предпочтительной среди многих других [375].

Есть несколько подходов к поиску ТМ, и в основе каждого из них лежит своя парадигма. Можно выделить три основных подхода: поиски в коллайдерных экспериментах, непосредственная регистрация и косвенное обнаружение. Поиски на коллайдерах основаны на предположении, что частицы ТМ могут парно рождаться в столкновениях частиц Стандартной модели (СМ) непосредственно или через промежуточные состояния. В экспериментах по непосредственному обнаружению пытаются измерить энергию отдачи частиц ТМ, сталкивающихся с ядрами. В экспериментах по косвенному поиску ищут подтверждение гипотезы, что возможен распад частиц ТМ и их аннигиляция с рождением частиц СМ в конечном состоянии [375]. Так, в астрофизических исследованиях пытаются точно измерить потоки редких частиц в космических лучах (КЛ) для обнаружения вторичных аномальных признаков ТМ. Для того чтобы зарегистрировать аномальный сигнал, производимый темной материей, необходимо сначала учесть другие астрофизические источники, не связанные с темной материей. Вторичные частицы рождаются во взаимодействии первичных КЛ с межзвездной средой (МЗС). В частности, в столкновениях протон–ядро, ядро–протон и ядро–ядро рождаются вторичные антипротоны.

В течение последних двух десятилетий в спутниковых экспериментах PAMELA [376] и AMS-02 [377] измерили поток таких вторичных антипротонов и отношение числа антипротонов к протонам с беспрецедентной точностью в широком диапазоне значений энергии. В эксперименте AMS-02 измерено отношение антипротонов к протонам с точностью выше 95 % для кинетических энергий от 1 до 450 ГэВ [378]. Однако мы до сих пор не можем сделать точные выводы о сигнале ТМ, так как измерения AMS-02 до сих пор включают в себя несколько источников неопределенности, как это показано на рис. 41. Основными источниками являются следующие: 1) наклоны спектров космических лучей при высоких энергиях, 2) солнечная модуляция при низких энергиях, 3) параметры распространения космических лучей в галактической среде и 4) эффективные сечения рождения антипротона. Первые два источника могут быть в значительной степени устранены посредством новых измерений AMS-02. Третий может быть минимизирован путем подгонки параметров. Однако последний из этих источников самый существенный, он находится в диапазоне 20–50 % в зависимости от энергии [379].

В дополнение к недостаточности измерений эффективного сечения рождения антипротона основные имеющиеся данные датируются периодом до 1980 г. и в них не учитывается распад гиперонов в антипротоны [380]. Таким образом, возникла необходимость проведения новых измерений эффективных сечений рождения антипротонов. Необходимый кинематический диапазон, требуемый для интерпретации измерений AMS-02, был обозначен в [381]. В данной публикации подтверждается способность установки SPD, планиру-

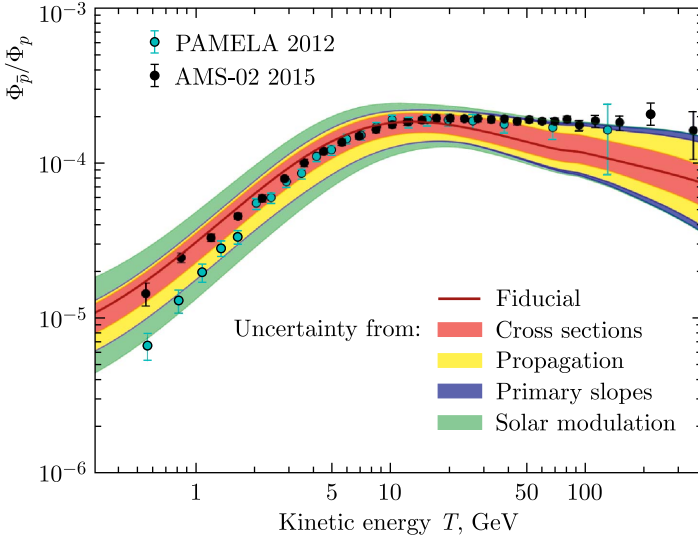


Рис. 41 (цветной в электронной версии). Структура полной неопределенности предсказанного отношения вторичных потоков  $\bar{p}/p$ , наложенная на данные PAMELA и AMS-02. В каждой области учитываются заключенные в ней неопределенности, зеленая полоса — суммарная полоса всех четырех источников неопределенности [379]

емой на строящемся в настоящее время в ОИЯИ коллайдере NICA, внести значительный вклад в необходимые измерения [382,383].

**16.1. Эффективные сечения рождения антипротонов.** Вклад каждого канала взаимодействия первичных КЛ с МЗС в рождение вторичных антипротонов зависит от содержания различных ядер как в КЛ, так и в МЗС. На основании данных, приведенных в [382], доминирующим каналом рождения антипротонов можно считать протон-протонные столкновения, за которым следуют столкновения протон-гелий и протон-дейтрон соответственно. Прочие ядро-ядерные столкновения дают пренебрежимо малый вклад. В дополнение к различным каналам рождения есть также и различные механизмы рождения. Доминирующим механизмом является прямое рождение, однако антипротоны также рождаются в распадах антибарионов, а именно, антинейтронов и  $\bar{\Lambda}$ - и  $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов. Полное эффективное сечение рождения антипротонов может быть представлено как [384]

$$\sigma_{\bar{p}} = \sigma_{\bar{p}}^0(2 + \Delta_{\text{IS}} + 2\Delta_{\Lambda}), \quad (57)$$

где  $\Delta_{\text{IS}} = \sigma_{\bar{n}}^0/\sigma_{\bar{p}}^0 - 1$  — коэффициент изоспинового усиления прямого рождения антинейтрона и  $\Delta_{\Lambda} = \sigma_{\bar{p}}^{\Lambda}/\sigma_{\bar{p}}^0$  — коэффициент, учитывающий рождение гиперона в предположении, что  $\sigma_{\bar{n}}^{\Lambda} = \sigma_{\bar{p}}^{\Lambda}$ .

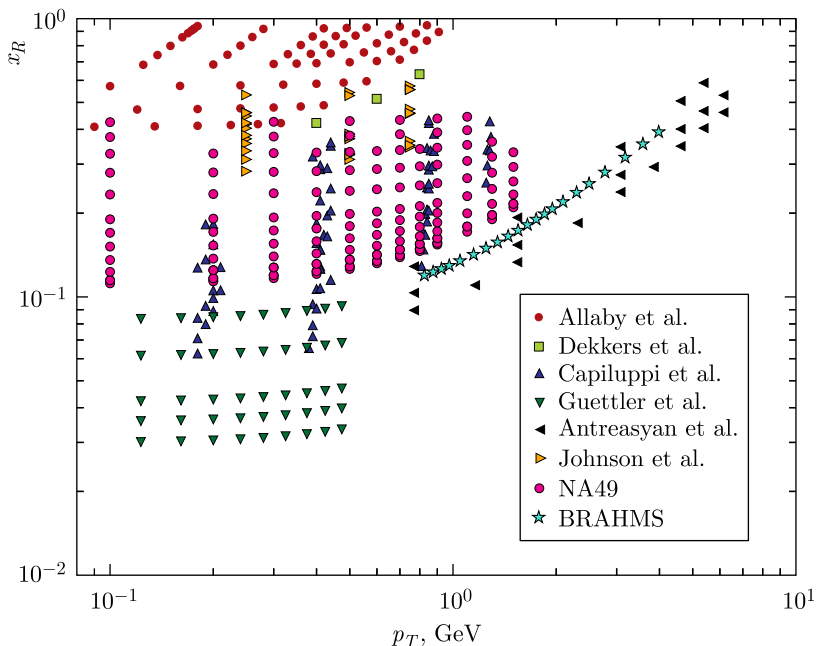


Рис. 42. Доступные данные для  $d^3\sigma_{pp\rightarrow\bar{p}}/dp^3$  в фазовом пространстве  $p_T - x_R$  [380]

Доступные на сегодня данные по протон-протонным столкновениям крайне скудны. Они графически показаны на рис. 42 в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  и радиально-скейлинговой переменной  $x_R$ , которая определена следующим образом [380]:

$$x_R = \frac{E_{\bar{p}}^*}{E_{\bar{p}\max}^*}, \quad (58)$$

где  $E_{\bar{p}}^*$  — энергия антипротона в системе центра масс (с.ц.м.), а  $E_{\bar{p}\max}^*$  — максимальная энергия, которую он может достичь. Максимальная энергия антипротона может быть представлена как [380]

$$E_{\bar{p}\max}^* = \frac{s - 8m_p^2}{2\sqrt{s}}. \quad (59)$$

Более того, большая часть этих данных была получена до 1980 г. и не включает в себя вклада распада гиперонов. Что касается данных по другим каналам рождения, их, по сути, не существует. Первые данные по столкновениям протон-гелий были опубликованы коллаборацией LHCb только в 2018 г. [385].

В дополнение к измерению эффективных сечений прямого рождения антипротонов необходимо также иметь точную оценку вклада гиперона,  $\Delta_\Lambda$ . Этот вклад может быть выражен как [384]

$$\Delta_\Lambda = \frac{\bar{\Lambda}}{\bar{p}} \times \text{BF}_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+} + \frac{\bar{\Sigma}^-}{\bar{p}} \times \text{BF}_{\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0}, \quad (60)$$

где  $\bar{\Lambda}/\bar{p}$  и  $\bar{\Sigma}^-/\bar{p}$  есть отношения вкладов гиперонов к прямому выходу антипротонов, а  $\text{BF}_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+} = 0,639 \pm 0,005$  и  $\text{BF}_{\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0} = 0,5157 \pm 0,0003$  — парциальные ширины соответствующих распадов. В то время как для отношения  $\bar{\Lambda}/\bar{p}$  некоторые данные имеются, для отношения  $\bar{\Sigma}^-/\bar{p}$  прямых экспериментальных данных нет. Существует лишь оценка, основанная на соображениях симметрии:  $\bar{\Sigma}^-/\bar{\Lambda} = 0,33$  [386]. Таким образом, выражение (60) может быть переписано как

$$\Delta_\Lambda = (0,81 \pm 0,04) \times \bar{\Lambda}/\bar{p}. \quad (61)$$

Однако даже существующие данные для отношения  $\bar{\Lambda}/\bar{p}$  имеют значительную неопределенность в диапазоне от 12 до 18 %, зависящую от энергии [384].

Из всего сказанного вытекает необходимость проведения новых измерений эффективных сечений рождения антипротонов и отношений выходов гиперонов к антигиперонам. Известна кинематическая область, которую требуется покрыть, чтобы устранить разрыв между имеющимися данными по

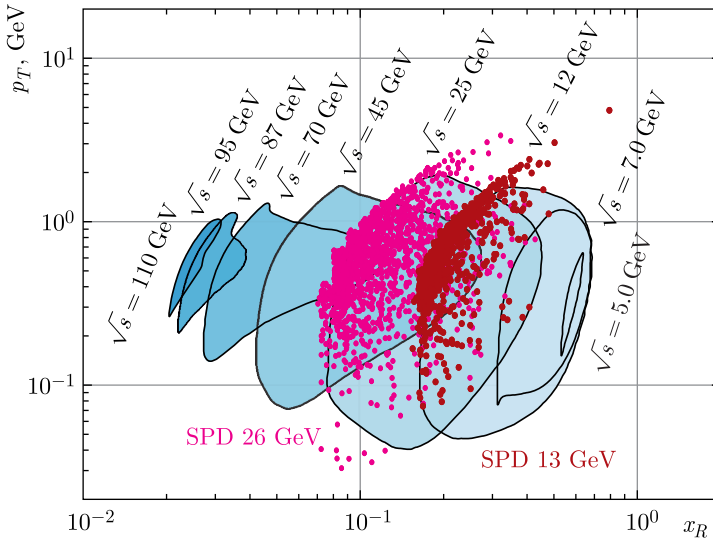


Рис. 43. Кинематический диапазон, доступный на SPD [383], наложенный на требования по необходимой точности для AMS-02 [381]

рождению антипротонов и измерениями AMS-02. Эта область показана на рис. 43 в зависимости от поперечного импульса и радиально-скейлинговой переменной, где площади внутри контуров нужно покрыть с неопределенностью не хуже 3 %, в то время как площади вне контуров требуют покрытия с неопределенностью не более 30 % [381].

**16.2. Вклад SPD NICA.** Детектор SPD планируется к запуску на коллайдере NICA в ОИЯИ [387], где будут использованы пучки поляризованных протонов и дейтронов. Ожидается, что в столкновениях  $pp$  будет достигнута энергия  $\sqrt{s} = 27$  ГэВ и получена светимость  $5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [388]. Предварительные результаты моделирования Монте-Карло с использованием пакета PYTHIA8 [206] показывают, что эффективное сечение рождения антипротонов в  $pp$ -столкновениях, умноженное на среднюю множественность антипротонов в этом диапазоне энергий, находится на уровне нескольких миллибарн [382], что соответствует скорости рождения  $> 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, статистические неопределенности не будут помехой для измерений.  $4\pi$  акцептанс установки SPD также позволит охватить более широкую кинематическую область по сравнению с экспериментами с неподвижной мишенью. На рис. 43 показан кинематический диапазон, доступный на SPD, что было определено посредством предварительного моделирования Монте-Карло [383], наложенный на требуемый диапазон измерений для соответствия точности AMS-02.

Времяпролетная система детектора SPD сделает возможной идентификацию вторичных частиц. В дополнение реконструкция вторичных вершин по-

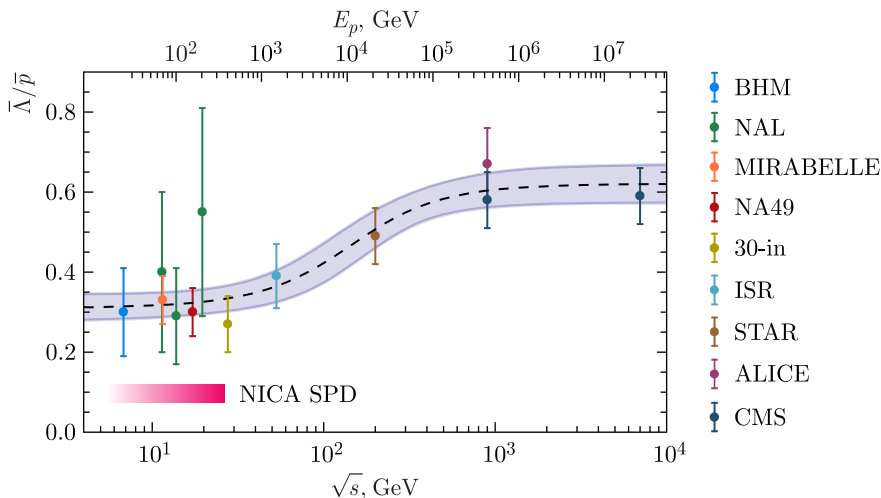


Рис. 44.  $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ -отношение в протон-протонных столкновениях, измеренное в нескольких экспериментах [384]. Диапазон  $\sqrt{s}$ , доступный на NICA SPD, показан в нижней левой части [383]



зволит изучить распады вторичных гиперонов [383]. Таким образом, SPD может также внести вклад в измерение отношения  $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ , что показано на рис. 44.

В заключение отметим, что детектор SPD может внести существенный вклад в поиск физики за пределами Стандартной модели, а также измерить энергетические и угловые распределения для антипротонов, рожденных в протон-протонных и протон-дейтронных столкновениях, как непосредственно, так и из распадов  $\bar{\Lambda}$ - и  $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов в кинематическом диапазоне, начиная от порога, для астрофизических поисков темной материи. Режим работы ускорителя и геометрия установки SPD даст уникальную возможность изучить рождение антипротонов с высоким поперечным импульсом, что невозможно для экспериментов с неподвижной мишенью. Возможность коллайдера NICA работать с пучками легких ядер, таких как  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ , могла бы расширить эту программу.

## **17. ТЕСТЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ДИСКРЕТНЫХ СИММЕТРИЙ НА УСТАНОВКЕ NICA: ДОПОЛНЕНИЕ К ПРОГРАММЕ СПИНОВОЙ ФИЗИКИ \***

В этом разделе предлагаются новые идеи по проверке фундаментальных симметрий в поляризационных экспериментах на установке NICA. В частности, исследуются возможности прецизионной проверки Стандартной модели (СМ) путем поиска несохранения пространственной четности, а также миллисильного нарушения инвариантности относительно обращения времени вне рамок Стандартной модели в дважды поляризованном протон-дейтронном рассеянии с использованием преимущества пучков поляризованных протонов и дейтронов высокой интенсивности, доступных на NICA. В обоих случаях можно применять новую технику пучков с прецессирующей горизонтальной поляризацией, и предпочтительными выглядят опыты с поляризованными дейтронами. Для поиска несохранения четности привлекательно использование внешней мишени на выведенном пучке, что требует дооснащения нуклотрона и/или нового бустера весьма скромной новой аппаратурой. Представляется важным не упустить эту возможность существенного расширения горизонтов исследования спиновой физики на установке NICA.

Проект SPD на NICA в основном нацелен на поляризационные эксперименты в режиме коллайдера. В более широком контексте главное достоинство установки NICA — пучки с большими токами поляризованных протонов и дейтронов [387,390]. Здесь излагаются новые идеи, развитые в рамках гранта № 18-02-40092 (MEGA) Российского фонда фундаментальных исследований.

---

\*Этот раздел написан И. А. Коопом, А. И. Мильштейном, Н. Н. Николаевым (e-mail: nikolaev@itp.ac.ru), А. С. Поповым, С. Г. Сальниковым, П. Ю. Шатуновым и Ю. М. Шатуновым.

По сути, предлагается дополнение к обсуждавшейся ранее программе спиновой физики на установке NICA. В ближайшие десятилетия NICA будет обладать уникальным потенциалом для проведения экспериментов с фиксированной мишенью по изучению фундаментальных симметрий в рамках Стандартной модели или за ее пределами.

Наши знания о нарушении четности (parity violation, PV) при высоких энергиях в чисто нелептонном секторе CM до сих пор скудны. Самый точный результат по PV-асимметрии в  $pp$ -рассеянии при 45 МэВ,  $A_{PV} = -(1,5 \pm 0,22) \cdot 10^{-7}$ , основан на статистике, собранной за несколько лет работы [391]. Результат эксперимента по PV на ZGS по взаимодействию поляризованных протонов с энергией 5,1 ГэВ с водяной мишенью,  $A_{PV} = -(26,5 \pm 6,0 \pm 3,6) \cdot 10^{-7}$ , был также получен за несколько лет работы на пучке [392]. Теоретики не в состоянии объяснить эту аномально большую асимметрию в рамках CM (см. обзор [393]). Только скромная верхняя граница была установлена во FNAL для  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -взаимодействий при 200 ГэВ:  $A_{PV} < 10^{-5}$  [394].

Здесь обсуждается возможность точных измерений PV-асимметрии на установке NICA [395–397]. Ключевое предложение — использовать пучки с поляризацией, свободно вращающейся в плоскости кольца. Такая поляризация впервые была успешно применена в 1986 г. в ИЯФ СО РАН им. Г. И. Будкера для рекордно точного сравнения магнитных аномалий  $e^+$  и  $e^-$  [398] с участием некоторых авторов данной статьи. Упомянем также идею 2002 г. ускорять осциллирующие поляризованные пучки в нуклотроне [399]. Впоследствии коллаборация JEDI расширила этот подход на изучение тонких аспектов спиновой динамики поляризованных дейтронов, накопленных на ускорителе COSY [400–404], также с участием некоторых авторов данной статьи. Ключевой момент в том, что работа с прецессирующей в плоскости кольца поляризацией с известной зависимостью от времени была уверенно освоена, и такая поляризация может быть столь же полезной, как и статическая. Осциллирующие спиновые асимметрии в эффективном сечении, порожденные прецессирующей в плоскости кольца поляризацией, можно легко выделить с помощью анализа Фурье. Мы считаем необходимым остановиться здесь подробнее на тех аспектах подхода прецессирующей поляризации, которые не так хорошо знакомы сообществу NICA.

В этой статье основное внимание уделено представляющимся предпочтительными экспериментам по PV с внешней фиксированной мишенью на новом бустере или нуклотроне. Уже опубликованные результаты нашей коллаборации [395–397] упоминаются только вкратце. Проведение эксперимента по PV потребует дооснащения нуклотрона или бустерного кольца следующей аппаратурой: радиочастотным спин-флиппером и внутренним целевым поляриметром для фиксации временной отметки фазы вращения. Выделение сигнала нарушения четности из разности затуханий выведенных пучков про-

тивоположной спиральности не потребует никаких сложных детекторов — предусматривается неинвазивное измерение полного заряда падающих на мишень из конденсированного вещества и проходящих далее ступков частиц, которое будет осуществляться системой поясов Роговского.

Поляризованные дейтроны предпочтительны, так как диапазон значений энергии NICA свободен от спиновых резонансов дейтронов. Уделим особое внимание экспериментам с поляризованными дейтронами на нуклотроне [405, 406]. Нашей начальной точкой было изучение PV, но проект вышел за пределы своих исходных границ: было понято, что дейтроны с прецессирующей поляризацией дают новый доступ к проверкам еще и фундаментальной симметрии по отношению к обращению времени [407, 408]. Именно, можно искать сохраняющее P-четность и диагональное по сорту частиц миллисильное взаимодействие с T- и CP-нарушениями, предложенное Л. Б. Окунем [409], Дж. Прентки и М. Дж. Г. Вельтманом [410], Т. Д. Ли и Л. Вольфенштейном [411]. Интригует открытый вопрос, может ли такое миллисильное CP-нарушение, явно выходящее за пределы SM, разрешить загадку аномально большой барионной асимметрии Вселенной, где предсказания SM расходятся с наблюдениями на много порядков по величине [412]. Кроме того, отметим возможность экспериментов по исследованию спинового кризиса с осциллирующей поляризацией дейтрона на электрон-ионном коллайдере eIC [408].

**17.1. Прецессирующие спиновые асимметрии в полном эффективном  $pd$ -сечении.** Проиллюстрируем эффекты поляризации на примере полного  $pd$ -сечения:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} = & \sigma_0 + \sigma_{\text{TT}} [(\mathbf{P}^d \cdot \mathbf{P}^p) - (\mathbf{P}^d \cdot \mathbf{k})(\mathbf{P}^p \cdot \mathbf{k})] + \\ & + \sigma_{\text{LL}} (\mathbf{P}^d \cdot \mathbf{k})(\mathbf{P}^p \cdot \mathbf{k}) + \sigma_{\text{T}} Q_{mn} k_m k_n + \sigma_{\text{PV}}^p (\mathbf{P}^p \cdot \mathbf{k}) + \\ & + \sigma_{\text{PV}}^d (\mathbf{P}^d \cdot \mathbf{k}) + \sigma_{\text{PV}}^{\text{T}} (\mathbf{P}^p \cdot \mathbf{k}) Q_{mn} k_m k_n + \\ & + \sigma_{\text{TVPV}} (\mathbf{k} \cdot [\mathbf{P}^d \times \mathbf{P}^p]) + \sigma_{\text{TVPC}} k_m Q_{mn} \epsilon_{nlr} P_l^p k_r. \quad (62) \end{aligned}$$

Здесь  $\mathbf{P}^d$  и  $\mathbf{P}^p$  — векторные поляризации дейтрона и протона;  $Q_{mn}$  — тензор поляризации дейтрона и  $\mathbf{k}$  — ось столкновения (ось  $z$ ). Ось  $y$  нормальна к плоскости кольца, ось  $x$  радиальна. Сечения  $\sigma_0$ ,  $\sigma_{\text{TT}}$ ,  $\sigma_{\text{LL}}$  и  $\sigma_{\text{T}}$  соответствуют обычным P-четным и T-четным взаимодействиям, при этом член  $\sigma_{\text{T}}$  пропорционален тензорной поляризации дейтрона  $Q_{mn} k_m k_n = Q_{zz}$ . Три вклада  $\sigma_{\text{PV}}^p$ ,  $\sigma_{\text{PV}}^d$  и  $\sigma_{\text{PV}}^{\text{T}}$ , пропорциональные тензорной поляризации дейтрона  $Q_{mn} k_m k_n = Q_{zz}$ , дают сигналы PV, и  $\sigma_{\text{TVPV}}$  — компонента TVPV (с нарушением отражения по времени (TV) и PV); в то время как  $\sigma_{\text{TVPC}}$  — так называемый нуль-сигнал TVPC (с нарушением отражения по времени (TV), но с сохранением пространственной четности (PC)) миллисильного взаимодействия [20, 30, 31]. Вклад TVPC пропорционален недиагональной тензорной поляризации,  $k_m Q_{mn} \epsilon_{nlr} P_l^p k_r = Q_{xz} P_y^p - Q_{yz} P_x^p$ , и он нечетен при пе-

ревороте поляризации протона. Последние три эффекта поляризации ранее опытным путем не изучались.

В нашем подходе равновесный вертикальный спин пучка в накопительном кольце будет подвергаться параметрическому резонансу, управляемому радиочастотным флиппером (соленоидом):

$$\mathbf{P}(n) = P_y(0)\{\cos(\epsilon n)\mathbf{e}_y + \sin(\epsilon n)[\cos(\theta_s n)\mathbf{e}_x - \sin(\theta_s n)\mathbf{e}_z]\}. \quad (63)$$

Здесь  $n$  — число оборотов;  $\theta_s = 2\pi\nu_s$ , где  $\nu_s = G\gamma$  — безразмерная частота прецессии спина,  $G$  — аномальный магнитный момент частицы,  $\gamma$  — релятивистский  $\gamma$ -фактор;  $\epsilon = 2\pi\nu_R$  и  $\nu_R$  — параметр настройки резонанса спина, пропорциональный амплитуде поворота спина при одном проходе через спиновый флиппер. В этом уравнении  $\cos(\epsilon n)$  и  $\sin(\epsilon n)$  имеют очевидную интерпретацию как огибающие вертикальной и свободно прецессирующей поляризации соответственно. Флиппер выключается при достижении  $\epsilon n = \pi/2$ , и затем спин будет сохранять свободную прецессию в плоскости накопительного кольца.

Осциллирующая  $P_z = -P_y(0)\sin(\theta_s n)$  вызывает осциллирующий РВ-сигнал в полном сечении, см. уравнение (62). Коллаборация JEDI использует внутреннюю мишень для поляриметрии осциллирующего  $P_x$  для контроля частоты прецессии спина [400, 401] и одновременно для временной метки продольной поляризации  $P_z$ . Мы предлагаем использовать эту временную метку для запуска однооборотного сброса пучка с желаемым  $P_z$  на внешнюю мишень. В экспериментах JEDI [402, 403] время когерентности спина свободно прецессирующих дейтронов было максимизировано до 1400 с путем точной настройки секступольных линз, как уже предлагалось в 1987 г. членами данной коллаборации (И. Коопом и Ю. Шатуновым [413]).

Здесь кратко упоминаются только основные моменты управляемой флиппером эволюции тензора поляризации дейтронов, начиная с  $Q_{yx}(0) = Q_{yz}(0) = Q_{xz}(0) = 0$  и  $Q_{xx}(0) = Q_{zz}(0) = -\frac{1}{2}Q_{yy}(0)$  [408]:

$$\begin{aligned} Q_{yy}(n) &= \frac{1}{2}Q_{yy}(0) [-1 + 3\cos^2(\epsilon n)], \\ Q_{xx}(n) &= \frac{1}{2}Q_{yy}(0) [-1 + 3\sin^2(\epsilon n)\cos^2(\theta_s n)], \\ Q_{zz}(n) &= \frac{1}{2}Q_{yy}(0) [-1 + 3\sin^2(\epsilon n)\sin^2(\theta_s n)], \\ Q_{yx}(n) &= \frac{3}{2}Q_{yy}(0)\sin(\epsilon n)\cos(\epsilon n)\cos(\theta_s n), \\ Q_{yz}(n) &= -\frac{3}{2}Q_{yy}(0)\sin(\epsilon n)\cos(\epsilon n)\sin(\theta_s n), \\ Q_{xz}(n) &= -\frac{3}{4}Q_{yy}(0)\sin^2(\epsilon n)\sin(2\theta_s n). \end{aligned} \quad (64)$$

В рабочей точке,  $\epsilon n = \pi/2$ , имеем  $Q_{yx} = Q_{yz} = 0$ ,  $Q_{yy} = \text{const}$  и  $Q_{xx,zz} \propto 1 \pm 3 \cos 2\theta_s n$ . Видно явное различие гармоник Фурье векторной и тензорной поляризации, и Р-сохраняющие эффекты тензорной поляризации легко отделяются от сигнала PV с помощью фурье-анализа. С другой стороны, поляриметрия тензорной поляризации дейтрона хорошо развита, и сигнал осциллирующей компоненты  $Q_{zz}$  может служить важным контролем нашей техники. Подчеркнем, что в поисках односпиновой PV-асимметрии нужны только неполяризованные мишени.

Недиагональная тензорная поляризация  $Q_{xz}$  представляет особый интерес. Она входит в TVPC-асимметрию, к которой приводит миллисильное CP-нарушающее взаимодействие [20, 30]. Асимметрия TVPC  $\propto Q_{xz}$  и имеет уникальную фурье-сигнатуру, она  $P_y^p$ -нечетная и свободна от систематического фона [408]. Однако она является дважды поляризованной наблюдаемой, и поиск полусильного CP-нарушения с поляризованными дейтронами в накопительных кольцах требует внутренней поляризованной водородной мишени [407].

**17.2. PV-асимметрия: ожидания в рамках Стандартной модели.** Теоретические результаты нашей команды были представлены в трех публикациях [396, 397, 408]. Отличительная особенность PV слабого гамильтониана в древесном приближении — сильное подавление PV  $pp$ -амплитуды, так как численно  $|4 \sin^2 \theta_W - 1| \ll 1$ . Однако эффективный PV нейтральный ток с заметной величиной может быть сгенерирован из  $np$ -взаимодействия заряженных токов радиационными поправками за счет зарядово-обменного сильного взаимодействия, хотя неопределенности оценок неизбежно значительны [396]. Сильные взаимодействия в начальном и конечном состояниях, т. е. абсорбционные поправки, порождают мнимую добавку к исходно вещественной PV-амплитуде древесного приближения. Эта мнимая часть может быть оценена в приближении эйконала. В силу условия унитарности вклад PV в полное сечение практически исчерпывается PV в упругом рассеянии, что влечет за собой сильное подавление PV в неупругом рассеянии. Соответственно, в сравнении с полным сечением PV-асимметрия в упругом рассеянии будет усиливаться большим фактором  $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{el}} \sim 3$ . Ожидания в рамках SM для PV во взаимодействиях протон–нуклон на NICA таковы [396]:  $A_{\text{tot}}^{pn} \sim 10^{-7}$ ,  $A_{\text{tot}}^{pp} \sim 0,4 \cdot 10^{-7}$ .

Новые свойства  $pd$ -взаимодействий — экранировка Глаубера и квазиупругое рассеяние, т. е. дифракционный развал дейтрона [414, 415]. Технику вычислений Р-нечетных асимметрий можно найти в [397]. Усиление Р-нечетной асимметрии в упругом  $pN$ -рассеянии по сравнению с полным сечением будет сохраняться и в упругом, и в квазиупругом  $pd$ -рассеянии. Значительная разница между рассеянием поляризованных дейтронов на неполяризованных протонах и рассеянием поляризованных протонов на неполяризованных дейтронах вызвана интерференцией Р-нечетных  $pp$ - и  $pn$ -амплитуд.

Примечательно, что с той же точностью, как и в случае  $pp$ -рассеяния,  $P$ -нечетная компонента полного  $pd$ -сечения насыщается суммой  $P$ -нечетных компонент упругого и квазиупругого сечений. Сильное подавление нарушения четности выполняется для действительно неупругих  $pd$ -столкновений с рождением новых частиц (мезонов).

Мы начнем с ожидаемых  $PV$ -сечения и асимметрии  $\mathcal{A} = \sigma_W / \sigma_s$  в рассеянии поляризованных дейтронов с  $\lambda_d = 1$  на неполяризованных протонах:

$$\begin{aligned} \sigma_{s, \text{tot}}^{pd} &= 96 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{tot}}^{pd} &= 2,1 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{tot}}^{pd} &= 2 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{s, \text{el}}^{pd} &= 20 \text{ мб}, & \sigma_{W, \text{el}}^{pd} &= 0,7 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{el}}^{pd} &= 3,5 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{s, \text{qel}}^{pd} &= 22,4 \text{ мб} & \sigma_{W, \text{qel}}^{pd} &= 1,4 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{qel}}^{pd} &= 6 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \quad (65)$$

Для взаимодействия поляризованных протонов с  $\lambda_p = 1$  с неполяризованными дейтронами имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{W, \text{tot}}^{pd} &= -0,8 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{tot}}^{pd} &= -0,9 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{W, \text{el}}^{pd} &= -0,6 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{el}}^{pd} &= -3 \cdot 10^{-8}, \\ \sigma_{W, \text{qel}}^{pd} &= -0,2 \text{ нб}, & \mathcal{A}_{\text{qel}}^{pd} &= -10^{-8}. \end{aligned} \quad (66)$$

**17.3. Экспериментальная стратегия.** *Общее обсуждение опций внешней мишени.* Разработка оптимальной стратегии для  $PV$ -эксперимента находится в процессе. Для иллюстрации возникающих вызовов рассмотрим здесь опцию взаимодействия выведенных пучков поляризованных дейтронов с внешней мишенью, сходной с использованной в эксперименте ZGS с поляризованными протонами [392]. Источник поляризованных дейтронов с уникальными параметрами [405] введен в эксплуатацию в ОИЯИ несколько десятилетий назад, и были проведены успешные сеансы их ускорения на нуклотроне [406]. Согласно [387] нуклотрон способен ускорять за один цикл до  $1,6 \cdot 10^{11}$  поляризованных протонов и дейтронов.

Основная цель — достичь чувствительности к  $PV$ -асимметрии на уровне  $\sim 10^{-7}$  или лучше, что требует регистрации примерно  $10^{15}$  событий. Физическая наблюдаемая — разность затуханий пучков положительной и отрицательной спиральности на толстой плотной мишени. Для того чтобы максимизировать статистику, нужно большое количество циклов. Типичный цикл состоит из следующих этапов: 1) инъекции вертикально поляризованных частиц, 2) ускорения до требуемой энергии, 3) поворота поляризации флиппером из вертикальной в горизонтальную, 4) поляриметрии прецессирующего в плоскости кольца спина и определения частоты и фазы прецессии спина, 5) однооборотного вывода пучка необходимой спиральности на мишень, 6) сравнения токов пучка до и после мишени.

Мы опускаем обсуждение рутинных этапов 1 и 2.

*Время когерентности спина.* Этапы 3 и 4 требуют особого внимания. Если вертикальная поляризация сохраняется вертикальным удерживающим магнитным полем в кольце, то спины, свободно прецессирующие в плоскости кольца, декогерируют со временем. Таким образом, этапы 3 и 4 вместе должны быть короче, чем спиновое время когерентности. Начиная с эксперимента [398] в спиновых экспериментах используются радиочастотные флипперы. Более детальное обсуждение предложенного быстрого флиппера будет представлено ниже, а для целей текущего обсуждения достаточно знать, что вертикальные спины можно поворачивать в горизонтальные быстрее чем за 1 с. Сошлемся на результат JEDI: с пучками  $10^9$  дейтронов с импульсом 0,97 ГэВ/с в COSY фаза прецессии спина может быть измерена с точностью до  $\sim 0,2$  за 2 с [401, 404]. Была достигнута стабильная работа со временем когерентности спинов, превышающим 1000 с [402, 403]. Важный момент — при той же энергии дейтронов время когерентности спинов будет достаточным для менее чем 3 с свободной прецессии в нуклотроне или в кольце нового бустера даже без охлаждения пучка. Поэтому один цикл может быть даже короче  $\sim 5$  с. При чередовании циклов с продольной и контрольной радиальной, т. е. поперечной, поляризацией выведенного пучка эффективная длительность цикла будет  $\sim 10$  с. Добавляя фактор 2 на неизбежные потери полезного времени за счет перерывов в работе, мы получим  $\sim 130\,000$  эффективных циклов в месяц. Таким образом, за один месяц сбора данных с толстой мишени в одну длину поглощения можно достичь полного числа взаимодействий  $\sim 10^{16}$ . Паразитный сбор данных, когда нуклотрон и/или бустер простаивают во время работы NICA в режиме коллаидера, даст возможность дальнейшего выигрыша в статистике.

*Поляризация выведенного пучка.* Необходим однооборотный вывод накопленного сгустка частиц. При обсуждаемых энергиях безразмерная частота прецессии спина дейтронов  $\nu_s = G\gamma = -0,160977$ . После 50 оборотов частиц в кольце спин сделает 8,048 поворотов в плоскости, после 99 обращений спин сделает 15,966 поворотов и 23,986 поворотов в плоскости после 149 обращений и т. д. Это показывает, что при наличии временной метки это займет не более нескольких сотен оборотов пучка, т. е. несколько десятых долей миллисекунды для того, чтобы решить, когда выводить пучок, поляризованный в любой необходимой ориентации. Оптимальной с точки зрения систематических ошибок была бы последовательность двух циклов с чередующимися знаками  $P_z$  для измерения PV-асимметрии и еще двух циклов для проверки равенства затуханий пучков с чередующимися знаками радиальной  $P_x$ . Тензорная асимметрия полного сечения большая, и PV-циклы можно легко перемежать с контрольной последовательностью циклов для выделения сигнала второй гармоники из прецессирующей тензорной поляризации.

*Вопросы поляриметрии.* Внутренний цилиндрический сцинтилляционный поляриметр, сделанный из четырех верх-низ и лево-право секторов,

обеспечит временное разрешение для динамического измерения осциллирующей поперечной поляризации пучка по осциллирующей верх-низ асимметрии [400, 401]. Периферия пучка может быть выведена на столкновения с углеродной мишенью либо стохастическим нагревом пучка, либо организацией шиканы регулируемыми положением пучка магнитами. Поляриметрия будет потреблять только малую часть пучка, прежде чем он будет выведен в канал мишени. Стабильность орбит от цикла к циклу будет контролироваться мониторами положения пучка вдоль окружности кольца, а магнитное поле — датчиками ядерного магнитного резонанса в специальном магнитном диполе, подключенном последовательно с диполями кольца. Особенность подхода — возможность прецизионного контроля энергии пучка от цикла к циклу по частоте прецессии спина. Дополнительная поляриметрия пучка после мишени будет обеспечивать важную проверку ориентации вектора поляризации падающего на мишень пучка.

*Техническая реализация спинового флиппера.* Для дейтронов с импульсом  $p = 0,97$  ГэВ/с (кинематические параметры  $\gamma = 1,125$ ,  $\beta = 0,46$ ) рационально использовать радиочастотные соленоиды с продольным магнитным полем, осциллирующим на относительно низкой частоте  $f = f_c \cdot \gamma |G| = 88,3$  кГц. Керамическая вакуумная камера должна иметь проводящие продольные полосы на внутренней поверхности, чтобы токи отбрасывания пучка могли свободно распространяться вдоль этих металлизированных стрипов. Внешняя сторона керамической камеры будет служить катушкой для обмотки соленоида. Примерные технические параметры флиппера [395] показаны в табл. 7. Необходимая мощность радиочастотного генератора, 5 кВт, может быть обеспечена, например, генераторным триодом ГИ-50 с мощностью до 40 кВт в непрерыв-

**Таблица 7. Основные параметры флиппера для импульса дейтрона 0,97 ГэВ/с и амплитуды его циркулярной гармоники  $w = 2,5 \cdot 10^{-5}$  (интеграл поля  $B l = 1,2 \times 10^{-3}$  Тл·м)**

Длина соленоида, м	1,0
Амплитуда магнитного поля, Тл	0,0012
Диаметр спиральной обмотки, мм	150
Апертура керамической вакуумной камеры, мм	120
Диаметр обмотки, мм	400
Число витков соленоида	80
Индуктивность обмотки, мкГн	150
Характеристическое сопротивление цепи, Ом	75
Активное сопротивление потерь, Ом	0,2
Добротность колебательного контура	375
Ток обмотки, А	150
Индуктивное напряжение, кВ	11
Активная мощность потерь, кВт	4,5



ном режиме или с помощью современных полупроводниковых усилителей. Мы оставляем эти вопросы для будущего технического изучения.

*Вопросы статистической точности в режиме с внешней мишенью.* С  $N_1$  частицами, попадающими в мишень, и  $N_2$  частицами, остающимися позади мишени, полное сечение потерь пучка  $\sigma_{\text{tot}}$  на ядро мишени выводится из закона экспоненциального затухания  $N_2 = N_1 \cdot \exp(-\sigma_{\text{tot}}\rho)$ , где  $\rho$  — плотность мишени:  $\sigma_{\text{tot}} = \rho^{-1} \ln(N_1/N_2)$ ,  $\delta\sigma_{\text{tot}} = \rho^{-1}(\delta N_1/N_1 - \delta N_2/N_2)$ . Мы оцениваем дисперсию измеренного количества частиц  $N$ , следуя закону  $\sqrt{N}$ , так что  $\langle \delta N_1^2 \rangle = N_1$ . Для прошедшего пучка учет дисперсии коэффициента передачи  $p$  дает скорректированную формулу  $\langle \delta N_2^2 \rangle = N_2 + p(1-p)N_1$ . Наилучшая среднеквадратичная точность измерения сечения потерь достигается при  $p = e^{-2}$ :

$$\frac{\delta(\sigma_{\text{tot}})}{\sigma_{\text{tot}}} = \sqrt{\frac{2}{p \ln^2 p}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_1}} \Rightarrow \frac{e}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_1}} = \frac{1,92}{\sqrt{N_1}}. \quad (67)$$

Выше мы говорили, что осуществимы  $\sim 1,6 \cdot 10^5$  циклов в месяц. Следовательно, для того чтобы достичь статистическую точность  $10^{-7}$  в измерении сечения потерь за один месяц, необходимо гарантировать точность измерения асимметрии в одном цикле на уровне  $A_1 \approx 4 \cdot 10^{-5}$ . Количество частиц в сгустке, падающем на мишень, должно быть не менее  $\approx 2,3 \cdot 10^9$ . Это оставляет определенную свободу для будущего улучшения чувствительности к РV-асимметрии за счет увеличения количества частиц в сгустке. Кроме того, в паразитном режиме сбор данных может растянуться более чем на один месяц.

Можно рассмотреть две возможности измерения количества частиц в пучке. Первая — использовать ионизационные камеры или детекторы вторичного излучения с кратностью вторичных частиц. С  $n$  вторичными частицами, рожденными на одну первичную частицу в конечном состоянии, полное количество вторичных частиц будет  $N \cdot n$ , что вызывает относительную среднеквадратичную флуктуацию в определении количества частиц в пучке:

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{\delta(Nn)}{Nn} = \sqrt{\frac{1}{Nn}}.$$

Альтернативная возможность — неразрушающее измерение полного заряда сгустка до и после взаимодействия на мишени — сравнение зарядов до и после составляет необходимое сравнение количества частиц  $N_{1,2}$ . В таком подходе будет использоваться сгруппированный в сгустки пучок, необходимый для временной отметки прецессирующей поляризации. А именно, пояса Роговского с сердечником из аморфного железа с высокой проникаемостью, как известно, являются хорошими преобразователями тока из первичной цепи, т. е. тока пучка, во вторичную цепь с очень высокой степенью

идентичности. Во многом это связано с большим отношением индуктивности намагничивания сердечника к индуктивности рассеяния.

Первичный сигнал из пояса Роговского — напряжение, пропорциональное производной по времени от тока пучка:  $U = L\dot{I}$ . Этот сигнал подается на бесконечно большое сопротивление буферного каскада усилителей. Затем он подвергается аналоговому интегрированию операционными усилителями (ОУ), состоящими из RC-цепей. Первое интегрирование даст на выходе сигнал  $U_1(t) = L \cdot I(t) / R_1 C_1$ . После второго интегрирования получаем на выходе почти постоянное напряжение  $U_2$  и накопленный заряд  $q_2$  на конденсаторе  $C_2$  будет равен

$$U_2 = \frac{q \cdot L}{R_1 R_2 C_1 C_2}, \quad q_2 = \frac{q \cdot L}{R_1 R_2 C_1}.$$

С большим отношением  $L/(R_1 R_2 C_1)$  можно получить значительный выигрыш в накопленном заряде на конденсаторе второй интеграции. Заметим, что значения временных констант RC-цепей никак не влияют на линейность сохранения сигнала при интеграции на ОУ, в отличие от пассивного аналога, где сигнал интегрируется несовершенно, с демпфированием, определяемым временной константой  $\tau = RC$ . Оставляя в стороне вопрос о величине шума в цепи обработки сигнала с поясов Роговского, мы можем утверждать, что изложенный выше подход перспективен для измерения коэффициента передачи пучка через плотную мишень в канале вывода из нуклотрона или нового бустера.

Далее можно улучшить общую статистическую погрешность измерения коэффициента передачи пучка, установив 3–5 идентичных поясов Роговского и перед, и после мишени. Помимо лучшей статистики это позволит осуществлять взаимный контроль получаемых данных от всех датчиков. В принципе, проведенный выше анализ эффективности поясов Роговского в качестве трансформаторов тока пучка может быть изучен в тестовом эксперименте, моделирующем ступку частиц пульсацией тока.

**17.4. Резюме и перспективы.** Пучки поляризованных дейтронов высокой интенсивности, доступные на установке NICA, делают возможными прецизионные проверки симметрий Стандартной модели и поиски CP-несохранения вне Стандартной модели. Мы считаем наиболее многообещающими эксперименты на нуклотроне с выведенными на внешнюю фиксированную плотную мишень пучками поляризованных частиц. В основе нашего подхода лежит новая техника с поляризацией, прецессирующей в плоскости кольца, которая позволяет выводить на внешнюю мишень пучки с любой ориентацией спина. Мы предлагаем неинвазивное измерение полного заряда ступки частиц, падающего на мишень из конденсированного вещества, и также полного заряда прошедшего через мишень ступки системой поясов Роговского, так что

PV-эксперимент не потребует никаких сложных внешних детекторов. Два новых прибора — радиочастотный спиновый флиппер и поляриметр внутренней мишени — могут быть сделаны достаточно компактными, чтобы разместить их в кольце нуклотрона и/или нового бустера. Бустер может быть предпочтительнее из-за меньшей нагрузки на магнитную решетку кольца. Возможность проведения эксперимента по PV-асимметрии в режиме паразитной моды нуждается в более детальном изучении. До сих пор остаются открытые вопросы, но по статистическим соображениям PV-асимметрии меньше чем  $10^{-7}$  находятся в пределах досягаемости в предложенной схеме.

Из-за ограничения на размер статьи мы опустили ряд вопросов, включая вопросы спинового резонанса при работе с поляризованными протонами, возможный PV-эксперимент с внутренней плотной мишенью, отбор упругих событий при высоких энергиях и т. п. Мы кратко рассмотрели поиск миллисильного CP-нарушения, для которого требуется внутренняя мишень из поляризованных протонов. Теоретический анализ PV во взаимодействиях дейтрон-ядро находится в стадии рассмотрения.

На электрон-ионных коллайдерах (eIC) невозможно создавать продольную поляризацию дейтронов сибирскими змейками из-за непрактично больших требуемых интегралов поля. Идеи работы при целочисленных резонансах для подстройки спина, развитые в ОИЯИ [416–418], далее были обобщены на электрон-ионный коллайдер eIC в BNL [419,420]. Ввиду простоты подхода следует обратить внимание на возможность использования в eIC осциллирующей в плоскости поляризации ультрарелятивистских дейтронов. Здесь требуется найти способ увеличить время когерентности горизонтального спина  $\sim 1400$  с, регулярно достижимого на сегодня на COSY [402], более чем на один порядок, чтобы соответствовать ожидаемому времени накопления порядка  $\sim 10$  ч на электрон-ионном коллайдере [421].

**Благодарности.** В. А. Басков, О. Д. Далькаров, А. И. Львов и В. В. Полянский выражают признательность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 18-02-40061). В. П. Ладыгин выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 19-02-00079а). А. Б. Ларионов благодарит Франкфуртский центр научных вычислений (Frankfurt Center for Scientific Computing) и Федеральное министерство образования и научных исследований Германии (BMBF) (грант № 05P18RGFCA). И. А. Кооп, А. И. Мильштейн, Н. Н. Николаев, А. С. Попов, С. Г. Сальников, П. Ю. Шатунов и Ю. М. Шатунов выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 18-02-40092 MEGA).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Epelbaum E. et al. (LENPIC Collab.) Few- and Many-Nucleon Systems with Semi-local Coordinate-Space Regularized Chiral Two- and Three-Body Forces // Phys. Rev. C. 2019. V. 99, No. 2. P. 024313; arXiv:1807.02848.*

2. *Epelbaum E., Krebs H., Reinert P.* High-Precision Nuclear Forces from Chiral EFT: State-of-the-Art, Challenges and Outlook // *Front. Phys.* 2020. V. 8. P. 98; arXiv:1911.11875.
3. *Carlson J., Gandolfi S., Pederiva F., Pieper S.C., Schiavilla R., Schmidt K., Wiringa R.* Quantum Monte Carlo Methods for Nuclear Physics // *Rev. Mod. Phys.* 2015. V. 87. P. 1067; arXiv:1412.3081 [nucl-th].
4. *Abazov V.M. et al.* Conceptual Design of the Spin Physics Detector. arXiv:2102.00442. 2021.
5. *Mueller A.* // *Proc. of the 17th Rencontre de Moriond (Les Ares, France, 1982)* / Ed. by J. Tran Thanh Van. Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres, 1982. P. 13–20.
6. *Brodsky S.* // *Proc. of the 13th Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics* / Eds.: W. Kittel, W. Metzger, A. Stergiou. Singapore, 1982. P. 963.
7. *Clement H.* On the History of Dibaryons and Their Final Observation // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2017. V. 93. P. 195; arXiv:1610.05591.
8. *Brodsky S.J., de Teramond G.* Spin Correlations, QCD Color Transparency and Heavy Quark Thresholds in Proton–Proton Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 1924.
9. *Court G. et al.* Energy Dependence of Spin Effects in  $p(\text{Polarized})p(\text{Polarized}) \rightarrow pp$  // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. P. 507.
10. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* Observation of  $J/\psi p$  Resonances Consistent with Pentaquark States in  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$  Decays // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 072001; arXiv:1507.03414.
11. *Arndt R., Briscoe W., Strakovsky I., Workman R.* Updated Analysis of  $NN$  Elastic Scattering to 3 GeV // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 76. P. 025209; arXiv:0706.2195 [nucl-th].
12. *Sawamoto M., Wakaizumi S.* Analysis of Elastic  $pp$  Scattering at 6 GeV/c with Spin–Orbit and Spin–Spin Coupling Eikonals // *Prog. Theor. Phys.* 1979. V. 62. P. 563–565.
13. *Selyugin O., Teryaev O.* Generalized Parton Distributions and Description of Electromagnetic and Graviton Form Factors of Nucleon // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 033003; arXiv:0901.1786 [hep-ph].
14. *Selyugin O.* High Energy Hadron Spin Flip Amplitude // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2016. V. 13, No. 3. P. 303–309; arXiv:1512.05130.
15. *Ford W.P., Van Orden J.* Regge Model for Nucleon–Nucleon Spin-Dependent Amplitudes // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87, No. 1. P. 014004; arXiv:1210.2648 [nucl-th].
16. *Sibirsev A., Haidenbauer J., Hammer H.W., Krewald S., Meißner U.G.* Proton–Proton Scattering above 3 GeV/c // *Eur. Phys. J. A.* 2010. V. 45. P. 357–372; arXiv:0911.4637 [hep-ph].
17. *Bystricky J., Lehar F., Winternitz P.* On Tests of Time Reversal Invariance in Nucleon–Nucleon Scattering // *CRMA-1127*, 1982.
18. *Bystricky J., Lehar F., Winternitz P.* Formalism of Nucleon–Nucleon Elastic Scattering Experiments // *J. Phys. (France).* 1978. V. 39. P. 1.
19. *Platonova M., Kukulín V.* Refined Glauber Model versus Faddeev Calculations and Experimental Data for  $pd$  Spin Observables // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 81. P. 014004; Erratum // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94. P. 069902; arXiv:1612.08694.

20. *Temerbayev A., Uzikov Yu.* Spin Observables in Proton–Deuteron Scattering and  $T$ -Invariance Test // *Phys. At. Nucl.* 2015. V. 78, No. 1. P. 35–42.
21. *Mchedlishvili D. et al.* Deuteron Analysing Powers in Deuteron–Proton Elastic Scattering at 1.2 and 2.27 GeV // *Nucl. Phys. A.* 2018. V. 977. P. 14–22; arXiv:1805.05778.
22. *Platonova M. N., Kukulin V. I.* Theoretical Study of Spin Observables in  $pd$  Elastic Scattering at Energies  $T_p = 800–1000$  MeV // *Eur. Phys. J. A.* 2020. V. 56, No. 5. P. 132; arXiv:1910.05722.
23. *Uzиков Yu., Haidenbauer J., Bazarova A., Temerbayev A.* Spin Observables of Proton–Deuteron Elastic Scattering at NICA SPD Energies within the Glauber Model and  $pN$  Amplitudes. Talk at NUCLEUS-2020. St. Petersburg, Russia, 11–17 Oct. 2020. arXiv:2011.04304[nucl-th]. 2020.
24. *Parry J., Booth N., Conforto G., Esterling R., Scheid J., Sherden D., Yokosawa A.* Measurements of the Polarization in Proton–Proton Elastic Scattering from 2.50 to 5.15 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1973. V. 8. P. 45–63.
25. *Abshire G., Ankenbrandt C., Crittenden R., Heinz R., Hinotani K., Neal H., Rust D.* Polarization Structure in  $p–p$  Elastic Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 32. P. 1261–1264.
26. *Corcoran M. et al.* Proton Polarization in  $pp$  Elastic and Inclusive Processes at Beam Momenta from 20 GeV/c to 400 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1980. V. 22. P. 2624; Erratum // *Phys. Rev. D.* 1981. V. 24. P. 3010.
27. *Gaidot A. et al. (Saclay–Serpukhov–Dubna–Moscow Collab.)* Polarization Measurements in  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  and  $pp$  Elastic Scattering at 45 GeV/c and Comparison with Regge Phenomenology // *Phys. Lett. B.* 1976. V. 61. P. 103–106.
28. *Ohlsen G. G.* Polarization Transfer and Spin Correlation Experiments in Nuclear Physics // *Rept. Prog. Phys.* 1972. V. 35. P. 717–801.
29. *Uzиков Yu., Wilkin C.* The Analysing Powers in Proton–Deuteron Elastic Scattering // *Phys. Lett. B.* 2019. V. 793. P. 224–226; arXiv:1902.03596.
30. *Uzиков Yu. N., Temerbayev A.* Null-Test Signal for  $T$ -Invariance Violation in  $pd$  Scattering // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92, No. 1. P. 014002; arXiv:1506.08303.
31. *Uzиков Yu. N., Haidenbauer J.* Polarized Proton–Deuteron Scattering as a Test of Time-Reversal Invariance // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94, No. 3. P. 035501; arXiv:1607.04409.
32. *Selyugin O.* Gravitation Form-Factors and Spin Asymmetries in Hadron Elastic Scattering. arXiv:1008.1323 [hep-ph]. 2010.
33. *Goggi G., Cavalli-Sforza M., Conta C., Fraternali M., Mantovani G., Pastore F., Alberi G.* Inelastic Intermediate States in Proton–Deuteron and Deuteron–Deuteron Elastic Collisions at the ISR // *Nucl. Phys. B.* 1979. V. 149. P. 381–412.
34. *Allaby J. et al.* Structure in the Angular Distribution of High Energy Proton–Proton Scattering // *Phys. Lett. B.* 1968. V. 28. P. 67–71.
35. *Akerlof C., Hieber R., Krisch A., Edwards K., Ratner L., Ruddick K.* Elastic Proton–Proton Scattering at 90 Degrees and Structure within the Proton // *Phys. Rev.* 1967. V. 159. P. 1138–1149.
36. *Perl M. L., Cox J., Longo M. J., Kreisler M.* Neutron–Proton Elastic Scattering from 2 GeV/c to 7 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1970. V. 1. P. 1857.

37. *Stone J., Chanowski J., Gustafson H., Longo M., Gray S.* Large Angle Neutron–Proton Elastic Scattering from 5 GeV/c to 12 GeV/c // *Nucl. Phys. B.* 1978. V. 143. P. 1–39.
38. *Crabb D. et al.* Spin Dependence of High  $p_T^2$  Elastic  $pp$  Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 41. P. 1257.
39. *Crosbie E. et al.* Energy Dependence of Spin–Spin Effects in  $pp$  Elastic Scattering at 90-Degrees Center-of-Mass // *Phys. Rev. D.* 1981. V. 23. P. 600.
40. *Sargsian M. M.* Nucleon–Nucleon Interactions at Short Distances. arXiv:1403.0678 [nucl-th]. 2014.
41. *Brodsky S. J., Carlson C. E., Lipkin H. J.* Spin Effects in Large Transverse Momentum Exclusive Scattering Processes // *Phys. Rev. D.* 1979. V. 20. P. 2278–2289.
42. *Farrar G. R., Gottlieb S. A., Sivers D. W., Thomas G. H.* Constituent Description of  $nn$  Elastic Scattering Observables at Large Angles // *Phys. Rev. D.* 1979. V. 20. P. 202.
43. *Mardor I. et al.* Nuclear Transparency in Large Momentum Transfer Quasielastic Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 5085–5088.
44. *Aclander J. et al.* Nuclear Transparency in 90-Degree c.m. Quasielastic  $A(p, 2p)$  Reactions // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 70. P. 015208; arXiv:nucl-ex/0405025.
45. *Bhetuwal D. et al. (Hall C Collab.)* Ruling out Color Transparency in Quasi-Elastic  $^{12}\text{C}(e, e'p)$  up to  $Q^2$  of 14.2 (GeV/c) $^2$ . arXiv:2011.00703. 2020.
46. *Ralston J. P., Pire B.* Oscillatory Scale Breaking and the Chromo-Coulomb Phase Shift // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 49. P. 1605.
47. *Brodsky S. J.* Novel QCD Physics at NICA // *Eur. Phys. J. A.* 2016. V. 52, No. 8. P. 220.
48. *Rekaló M. P., Tomasi-Gustafsson E.* Threshold  $J/\psi$  Production in Nucleon–Nucleon Collisions // *New J. Phys.* 2002. V. 4. P. 68; arXiv:nucl-th/0204066.
49. *Amaldi U., Schubert K. R.* Impact Parameter Interpretation of Proton–Proton Scattering from a Critical Review of All ISR Data // *Nucl. Phys. B.* 1980. V. 166. P. 301–320.
50. *Anselm A., Gribov V.* Zero Pion Mass Limit in Interactions at Very High Energies // *Phys. Lett. B.* 1972. V. 40. P. 487–490.
51. *Khoze V., Martin A., Ryskin M.*  $t$  Dependence of the Slope of the High Energy Elastic  $pp$  Cross Section // *J. Phys. G.* 2015. V. 42, No. 2. P. 025003; arXiv:1410.0508 [hep-ph].
52. *Jenkovszky L., Szanyi I., Tan C. I.* Shape of Proton and the Pion Cloud // *Eur. Phys. J. A.* 2018. V. 54, No. 7. P. 116; arXiv:1710.10594.
53. *Antipov Yu. M., Bessubov V. A., Denisenko A. A., Denisov S. P., Gorin Yu. P., Lebedev A. A., Mikhailov Yu. V., Petrukhin A. I., Polovnikov S. A., Roinishvili V. N., Soldatov M. M., Stoyanova D. A., Yotch F. A.* Measurements of  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  and  $pp$  Elastic Scattering // *Czech. J. Phys. B.* 1976. V. 26. P. 382–387; Preprint IHEP PEPH 76-85. Serpukhov, 1976. 44 p.
54. *Denisov S. P., Kozelov A. V., Petrov V. A.* On the Possibility for Precision Measurements of Differential Cross Sections for Elastic Proton–Proton Scattering at the Protvino Accelerator // *Phys. At. Nucl.* 2016. V. 79, No. 2. P. 199–206; *Yad. Fiz.* 2016. V. 79, No. 2. P. 121.

55. *Schiz A., Fajardo L. A., Majka R., Marx J. N., Nemethy P., Rosselet L., Sandweiss J., Slaughter A. J., Ankenbrandt C., Atac M., Brown R., Ecklund S., Gollon P. J., Lach J., MacLachlan J., Roberts A., Shen G.* A High Statistics Study of  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$ , and  $pp$  Elastic Scattering at 200 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1981. V. 24. P. 26.
56. *Belousov V. I., Ezhela V. V., Tkachenko N. P.* Combined Description of the Total and Differential Cross Sections and the  $\rho$ -Parameter for  $p(\bar{p})p$  Scattering over the Energy Region of  $\sqrt{s} \geq 7$  GeV and for All Values of  $t < 0$  // *Phys. At. Nucl.* 2020. V. 83, No. 5. P. 720–730; *Yad. Fiz.* 2020. V. 83, No. 5. P. 433.
57. *Dremin I. M.* Elastic Scattering of Hadrons // *Phys. Usp.* 2013. V. 56. P. 3–28; *Usp. Fiz. Nauk.* 2013. V. 183. P. 3; arXiv:1206.5474 [hep-ph].
58. *Selyugin O. V.* Nucleon Structure and the High Energy Interactions // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 91, No. 11. P. 113003; Erratum // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 92, No. 9. P. 099901; arXiv:1505.02426.
59. *Prochazka J., Kundrat V.* Eikonal Model Analysis of Elastic Proton–Proton Collisions at 52.8 GeV and 8 TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80, No. 8. P. 779; arXiv:1606.09479.
60. *Broniowski W., Jenkovszky L., Ruiz Arriola E., Szanyi I.* Holographic in  $pp$  and  $p\bar{p}$  Scattering in a Regge Model // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98, No. 7. P. 074012; arXiv:1806.04756.
61. *Sharov V.* Selection of the Elastic Scattering Events in Interactions of the NICA Colliding Proton (Deuteron) Beams // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2017. V. 138. P. 11002.
62. *Bogolyubov N. N., Shirkov D. V.* Quantum Fields. Benjamin-Cummings Pub. Co, 1982.
63. *Goodhew H., Jazayeri S., Pajer E.* The Cosmological Optical Theorem. arXiv:2009.02898. 2020.
64. *Martin A.* Scattering Theory: Unitarity, Analyticity and Crossing // *Lect. Notes Phys.* 1969. V. 3.
65. *Roy S.* High Energy Theorems for Strong Interactions and Their Comparison with Experimental Data // *Phys. Rept.* 1972. V. 5. P. 125–196.
66. *Dremin I.* Critical Behavior of Cross Sections at LHC // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2016. V. 31, No. 19. P. 1650107; arXiv:1605.08216.
67. *Dremin I.* Unexpected Properties of Interaction of High-Energy Protons // *Usp. Fiz. Nauk.* 2017. V. 187, No. 4. P. 353–366.
68. *Ji X. D.* Deeply Virtual Compton Scattering // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 7114–7125; arXiv:hep-ph/9609381.
69. *Anselmino M., Forte S.* Small Angle Polarization in High-Energy  $pp$  Scattering through Nonperturbative Chiral Symmetry Breaking // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. P. 223–226; arXiv:hep-ph/9211221.
70. *Dorokhov A., Kochelev N., Zubov Y.* Four-Quark States and Nucleon–Antinucleon Annihilation within the Quark Model with QCD Vacuum Induced Interaction // *Z. Phys. C.* 1995. V. 65. P. 667–680; arXiv:hep-ph/9412378.
71. *Edneral V., Troshin S., Tyurin N.* On Spin Effects in Elastic Scattering at Large Momentum Transfers // *JETP Lett.* 1979. V. 30. P. 330.
72. *Selyugin O. V.* Coulomb Hadron Phase Factor and Spin Phenomena in a Wide Region of Transfer Momenta // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 60. P. 074028.

73. *Selyugin O.* GPDs of the Nucleons and Elastic Scattering at High Energies // *Eur. Phys. J. C.* 2012. V. 72. P. 2073; arXiv:1201.4458 [hep-ph].
74. *Buttimore N.H., Gotsman E., Leader E.* Spin-Dependent Phenomena Induced by Electromagnetic Hadronic Interference at High Energies // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 18. P. 694–716; Erratum // *Phys. Rev. D.* 1987. V. 35. P. 407.
75. *Selyugin O. V.* Phase of the Coulomb Amplitude in the Second Born Approximation // *Mod. Phys. Lett. A.* 1996. V. 11. P. 2317–2323.
76. *Selyugin O. V.* Hadron Spin Flip Amplitude and Slope of Differential Cross Sections // *Mod. Phys. Lett. A.* 1999. V. 14. P. 223–230.
77. *Selyugin O.* Models of Parton Distributions and the Description of Form Factors of Nucleon // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 89, No. 9. P. 093007; arXiv:1404.2702 [hep-ph].
78. *Galynskii M., Kuraev E.* Alternative Way to Understand the Unexpected Results of the JLab Polarization Experiments to Measure the Sachs Form Factors Ratio // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 89, No. 5. P. 054005; arXiv:1312.3742 [hep-ph].
79. *Predazzi E., Selyugin O. V.* Behavior of the Hadron Potential at Large Distances and Properties of the Hadron Spin Flip Amplitude // *Eur. Phys. J. A.* 2002. V. 13. P. 471–475; arXiv:hep-ph/0111367.
80. *Cudell J., Predazzi E., Selyugin O. V.* High-Energy Hadron Spin Flip Amplitude at Small Momentum Transfer and New  $A(N)$  Data from RHIC // *Eur. Phys. J. A.* 2004. V. 21. P. 479–486; arXiv:hep-ph/0401040.
81. *Whalley M.* The HEPDATA Database: The DURHAM-RAL Database Project // Workshop on Detector and Event Simulation in High-Energy Physics (MC'91). 1991. P. 139–147.
82. *Kramer S., Ayres D., Cohen D.H., Diebold R., Pawlicki A., Wicklund A.* Polarization Parameter for Nucleon–Nucleon Elastic Scattering at 11.8 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 17. P. 1709.
83. *Antille J., Dick L., Werlen M., Gonidec A., Kuroda K., Michalowicz A., Perret-Galix D., Crabb D., Kyberd P., Salmon G.* Measurement of the Polarization Parameter in 24-GeV/c  $pp$  Elastic Scattering at Large Momentum Transfers // *Experientia Suppl.* 1981. V. 38.
84. *Kline R. et al.* Polarization Parameters and Angular Distributions in  $\pi^\pm p$  Elastic Scattering at 100 GeV/c and in  $pp$  Elastic Scattering at 100 GeV/c and 300 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1980. V. 22. P. 553–572.
85. *Fidecaro G. et al.* Measurement of the Differential Cross Section and of the Polarization Parameter in  $pp$  Elastic Scattering at 200 GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 105. P. 309–314.
86. *Selyugin O.* The Energy Dependence of the Diffraction Minimum in the Elastic Scattering and New LHC Data // *Nucl. Phys. A.* 2017. V. 959. P. 116–128; arXiv:1609.08847.
87. *O'Fallon J. et al.* Spin–Spin Interactions in High  $p_T^2$  Elastic  $pp$  Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 39. P. 733.
88. *Lin A. et al.* Energy Dependence of Spin–Spin Forces in 90-Degrees (Center-of-Mass) Elastic  $pp$  Scattering // *Phys. Lett. B.* 1978. V. 74. P. 273–276.
89. *Crabb D. et al.* High Precision Measurement of  $A$  in Large  $P_T^2$  Spin Polarized 24-GeV/c Proton–Proton Elastic Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. P. 3241–3244.



90. *Abramov V.* Phenomenology of Single-Spin Effects in Hadron Production at High Energies // *Phys. At. Nucl.* 2009. V. 72. P. 1872–1888.
91. *Meshkov I.* Luminosity of an Ion Collider // *Phys. Part. Nucl.* 2019. V. 50, No. 6. P. 663–682.
92. *Abramov V.* A New Scaling Law for Analyzing Power in Hadron Production by Transversely Polarized Baryons // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 14. P. 427–441; arXiv:hep-ph/0110152.
93. *Abramov V. V.* Universal Scaling Behavior of the Transverse Polarization for Inclusively Produced Hyperons in Hadron–Hadron Collisions. arXiv:hep-ph/0111128. 2001.
94. *Baranov S.* On the Production of Doubly Flavored Baryons in  $pp$ ,  $ep$  and Gamma–Gamma Collisions // *Phys. Rev. D.* 1996. V. 54. P. 3228–3236.
95. *Abramov V.* Nuclear Effects in the Polarization Phenomena // *The 15th Workshop on High Energy Spin Physics / Ed. by A. V. Efremov, S. V. Goloskokov.* 2014. P. 17–20.
96. *Abramov V.* On the Dependence of the Single-Spin Asymmetry of Charged Pions on Kinematical Variables // *Phys. At. Nucl.* 2007. V. 70. P. 2103–2112.
97. *Abramov V.* Single-Spin Effects in Collisions of Hadrons and Heavy Ions at High Energy // *The 12th Workshop on High Energy Spin Physics.* 2007. P. 13–16; arXiv:0711.0323 [hep-ph].
98. *Abramov V.* Microscopic Stern–Gerlach Effect and Thomas Spin Precession as an Origin of the SSA // *The 13th Workshop on High Energy Spin Physics.* arXiv:0910.1216 [hep-ph]. 2009.
99. *Abramov V.* Single-Spin Physics: Experimental Trends and Their Origin // *J. Phys. Conf. Ser.* 2011. V. 295. P. 012086.
100. *Abramov V.* An Explanation of the New Polarization Data in the Framework of Effective Color Field Model // *The 14th Workshop on High Energy Spin Physics / Ed. by A. V. Efremov, S. V. Goloskokov.* 2011. P. 21–26.
101. *Abramov V.* Polarization Phenomena in Hadronic Reactions // *Phys. Part. Nucl.* 2014. V. 45. P. 62–65.
102. *Abramov V.* Single-Spin Asymmetry in  $pp$  and  $pA$ -Collisions // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. V. 678, No. 1. P. 012039.
103. *Abramov V.* On the  $A$ -Dependence of the Neutron Single-Spin Asymmetry in  $pA$ -Collisions // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 938, No. 1. P. 012038.
104. *Abramov V.* Polarization of Cascade Hyperons and Antihyperons // *J. Phys. Conf. Ser.* 2020. V. 1435, No. 1. P. 012001.
105. *Abramov V. et al.* Single-Spin Asymmetry for Charged Hadrons Produced in Proton–Nucleus Collisions at 40 GeV for c.m. Production Angles in the Range 40 Degrees to 79 Degrees // *Phys. At. Nucl.* 2007. V. 70. P. 1515–1526.
106. *Lee J. et al. (BRAHMS Collab.)* Cross Sections and Single-Spin Asymmetries of Identified Hadrons in  $p \uparrow + p$  at  $s^{1/2} = 200$  GeV // *The 17th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects.* 2009. V. 8. P. 196; arXiv:0908.4551 [hep-ex].
107. *Ho P. et al.* Production Polarization and Magnetic Moment of Anti-Xi + Anti-Hyperons Produced by 800-GeV/c Protons // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. P. 1713–1716.

108. *Felix J. et al. (E766 Collab.)* Inclusive  $\bar{\Lambda}$  Polarization in  $pp$  Collisions at 27 GeV // Adriatico Research Conf. on Trends in Collider Spin Physics / Ed. by A. Penzo, Y. Onel, N. Paver. 1997. P. 231–234.
109. *Bellwied R. et al. (E896 Collab.)* The Measurement of Transverse Polarization of Lambda Hyperons in Relativistic Heavy Ion Collisions // Nucl. Phys. A. 2002. V. 698. P. 499–502.
110. *Matsui T., Satz H.*  $J/\psi$  Suppression by Quark–Gluon Plasma Formation // Phys. Lett. B. 1986. V. 178. P. 416–422.
111. *Zyla P. A. et al. (Particle Data Group Collab.)* Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020, No. 8. P. 083C01.
112. *Uzikov Yu.* Private Communication.
113. *Pancheri G., Srivastava Y.* Introduction to the Physics of the Total Cross Section at LHC: A Review of Data and Models // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77, No. 3. P. 150; arXiv:1610.10038.
114. *Vogt R.*  $J/\psi$  Production and Suppression // Phys. Rept. 1999. V. 310. P. 197–260.
115. *Maltoni F. et al.* Analysis of Charmonium Production at Fixed-Target Experiments in the NRQCD Approach // Phys. Lett. B. 2006. V. 638. P. 202–208; arXiv:hep-ph/0601203.
116. *Isgur N., Wise M. B.* Weak Decays of Heavy Mesons in the Static Quark Approximation // Phys. Lett. B. 1989. V. 232. P. 113–117.
117. *Brodsky S., Chudakov E., Hoyer P., Laget J.* Photoproduction of Charm near Threshold // Phys. Lett. B. 2001. V. 498. P. 23–28; arXiv:hep-ph/0010343.
118. *Craigie N.* Lepton and Photon Production in Hadron Collisions // Phys. Rept. 1978. V. 47. P. 1–108.
119. *Antipov Y., Bessubov V., Budanov N., Bushnin Y., Denisov S., Gorin Y., Lebedev A., Lednev A., Mikhailov Y., Petrukhin A., Polovnikov S., Roinishvili V., Selesnev V., Sergienko V., Stoyonova D., Sytin A., Vazdik Y., Yotch F.*  $J/\psi$  Particle Production by 70 GeV/c Protons // Phys. Lett. B. 1976. V. 60, No. 3. P. 309–312; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269376903087>.
120. *Vogt R., Brodsky S. J., Hoyer P.* Systematics of Charm Production in Hadronic Collisions // Nucl. Phys. B. 1992. V. 383. P. 643–684.
121. *Lourenço C., Wöhri H.* Heavy-Flavour Hadro-Production from Fixed-Target to Collider Energies // Phys. Rept. 2006. V. 433, No. 3. P. 127–180; <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2006.05.005>.
122. *Rekalo M. P., Tomasi-Gustafsson E.* Threshold Open Charm Production in Nucleon–Nucleon Collisions // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 16. P. 575–581; arXiv:nucl-th/0210029.
123. *Sibirtsev A., Cassing W.*  $\rho$  Meson Production and Decay in Proton–Nucleus Collisions // Nucl. Phys. A. 1998. V. 629. P. 717–738; arXiv:nucl-th/9712009.
124. *Blobel V. et al. (Bonn–Hamburg–Munich Collab.)* Observation of Vector Meson Production in Inclusive  $pp$  Reactions // Phys. Lett. B. 1974. V. 48. P. 73–76.
125. *Rustamov A. et al. (HADES Collab.)* Inclusive Meson Production in 3.5-GeV  $pp$  Collisions Studied with the HADES Spectrometer // AIP Conf. Proc. 2010. V. 1257, No. 1. P. 736–740.
126. *Machavariani A.* On the  $\rho^0$ -Meson Production in the Inclusive Proton–Proton Collision. arXiv:1712.06395. 2017.

127. Albrow M. et al. (British–French–Scandinavian Collab.) Inclusive  $\rho^0$  Production in  $pp$  Collisions at the CERN ISR // Nucl. Phys. B. 1979. V. 155. P. 39–51.
128. Kuraev E. A., Kokoulina E. S., Tomasi-Gustafsson E. Hard Light Meson Production in (Anti)Proton–Hadron Collisions and Charge-Exchange Reactions // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12, No. 1. P. 1–7; arXiv:1306.5169 [hep-ph].
129. Baier V., Fadin V. S., Khoze V. A. Quasireal Electron Method in High-Energy Quantum Electrodynamics // Nucl. Phys. B. 1973. V. 65. P. 381–396.
130. Akhiezer A. I., Beretsetskiy V. B. Quantum Electrodynamics. M.: Nauka, 1981.
131. Baier V., Fadin V. S., Katkov V. M. Emission of Relativistic Electrons. M.: Atomizdat, 1973 (in Russian).
132. Frankfurt L., Sargsian M., Strikman M. Recent Observation of Short Range Nucleon Correlations in Nuclei and Their Implications for the Structure of Nuclei and Neutron Stars // Intern. J. Mod. Phys. A. 2008. V. 23. P. 2991–3055; arXiv:0806.4412 [nucl-th].
133. Hen O., Miller G., Piasetzky E., Weinstein L. Nucleon–Nucleon Correlations, Short-Lived Excitations, and the Quarks Within // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89, No. 4. P. 045002; arXiv:1611.09748.
134. Frankfurt L., Piasetzky E., Sargsian M., Strikman M. Probing Short Range Nucleon Correlations in High-Energy Hard Quasielastic  $pd$  Reactions // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 890–900; arXiv:nucl-th/9405003.
135. Frankfurt L., Piasetzky E., Sargsian M., Strikman M. On the Possibility to Study Color Transparency in the Large Momentum Transfer Exclusive  $d(p, 2p)n$  Reaction // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 2752–2766; arXiv:hep-ph/9607395.
136. Frankfurt L., Sargsian M., Strikman M. Feynman Graphs and Gribov–Glauber Approach to High-Energy Knockout Processes // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1124–1137; arXiv:nucl-th/9603018.
137. Farrar G., Liu H., Frankfurt L., Strikman M. Transparency in Nuclear Quasiexclusive Processes with Large Momentum Transfer // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 686–689.
138. Frankfurt L. L., Strikman M. I. Hard Nuclear Processes and Microscopic Nuclear Structure // Phys. Rept. 1988. V. 160. P. 235–427.
139. Granados C. G., Sargsian M. M. Quark Structure of the Nucleon and Angular Asymmetry of Proton–Neutron Hard Elastic Scattering // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 212001; arXiv:0907.2269 [hep-ph].
140. Frankfurt L., Lee T., Miller G., Strikman M. Chiral Transparency // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 909–916; arXiv:nucl-th/9608059.
141. Matveev V., Muradian R., Tavkhelidze A. Automodellism in the Large-Angle Elastic Scattering and Structure of Hadrons // Lett. Nuovo Cim. 1973. V. 7. P. 719–723.
142. Brodsky S. J., Farrar G. R. Scaling Laws at Large Transverse Momentum // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 1153–1156.
143. Bizard G. et al. Experimental Study and Baryonic Exchange Interpretation of the Reaction  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  in the Intermediate-Energy Region // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 1632–1637.
144. Uzikov Yu. Indication of Asymptotic Scaling in the Reactions  $dd \rightarrow p^3\text{H}$ ,  $dd \rightarrow n^3\text{He}$  and  $pd \rightarrow pd$  // JETP Lett. 2005. V. 81. P. 303–306; arXiv:hep-ph/0503185.

145. *Terekhin A., Ladygin V., Gurchin Y., Isupov A., Kurilkin A., Kurilkin P., Ladygina N., Piyadin S., Reznikov S., Khrenov A.* Differential Cross Section for Elastic Deuteron–Proton Scattering at the Energy of 700 MeV per Nucleon // *Phys. At. Nucl.* 2017. V. 80, No. 6. P. 1061–1072.
146. *Terekhin A. et al.* The Differential Cross Section in Deuteron–Proton Elastic Scattering at 500, 750 and 900 MeV/Nucleon // *Eur. Phys. J. A.* 2019. V. 55, No. 8. P. 129.
147. *Uzikov Yu. N.* Search for Scaling Onset in Exclusive Reactions with the Lightest Nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 2016. V. 52, No. 8. P. 243; arXiv:1601.05280.
148. *Abbott D. et al. (JLAB t(20) Collab.)* Measurement of Tensor Polarization in Elastic Electron–Deuteron Scattering at Large Momentum Transfer // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 5053–5057; arXiv:nucl-ex/0001006.
149. *Carbonell J., Desplanques B., Karmanov V., Mathiot J.* Explicitly Covariant Light Front Dynamics and Relativistic Few-Body Systems // *Phys. Rept.* 1998. V. 300. P. 215–347; arXiv:nucl-th/9804029.
150. *Brodsky S. J., Hiller J. R.* Universal Properties of the Electromagnetic Interactions of Spin-One Systems // *Phys. Rev. D.* 1992. V. 46. P. 2141–2149.
151. *Gutsche T., Lyubovitskij V. E., Schmidt I., Vega A.* Nuclear Physics in Soft-Wall AdS/QCD: Deuteron Electromagnetic Form Factors // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 91, No. 11. P. 114001; arXiv:1501.02738.
152. *Gutsche T., Lyubovitskij V. E., Schmidt I.* Deuteron Electromagnetic Structure Functions and Polarization Properties in Soft-Wall AdS/QCD // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 94, No. 11. P. 116006; arXiv:1607.04124.
153. *Bochna C. et al. (E89-012 Collab.)* Measurements of Deuteron Photodisintegration up to 4.0 GeV // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 4576–4579; arXiv:nucl-ex/9808001.
154. *Schulte E. et al.* Measurement of the High Energy Two-Body Deuteron Photodisintegration Differential Cross Section // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 102302.
155. *Wijesooriya K. et al. (Jefferson Lab Hall A Collab.)* Polarization Measurements in High-Energy Deuteron Photodisintegration // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86. P. 2975–2979.
156. *Brodsky S. J., Lepage G.* Helicity Selection Rules and Tests of Gluon Spin in Exclusive QCD Processes // *Phys. Rev. D.* 1981. V. 24. P. 2848.
157. *Kurilkin P. et al.* Measurement of the Vector and Tensor Analyzing Powers for  $dp$ -Elastic Scattering at 880 MeV // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 715. P. 61–65; arXiv:1207.3509 [nucl-ex].
158. *Kurilkin P. et al.* Investigation of the Angular Dependence of the Analyzing Powers in the Deuteron–Proton Elastic Scattering at the Nuclotron // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2011. V. 8. P. 1081–1083.
159. *Ladygin V. et al.* Tensor Analyzing Power  $A_{yy}$  in Deuteron Inclusive Breakup on Hydrogen and Carbon at 9 GeV/c and Large Proton Transverse Momenta // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 629. P. 60–67.
160. *Afanasiev S. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 434. P. 21–25.
161. *Blokhintsev D.* On the Fluctuations of Nuclear Matter // *Sov. Phys. JETP.* 1958. V. 5. P. 995–999.
162. *Efremov A.* On the Mechanism of Hadron Cumulative Polarization on Nucleus // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1976. V. 24. P. 633.

163. *Lehman E.* Can We See a Six-Quark Component of the Deuteron in Inclusive Pion Production? // *Phys. Lett. B.* 1976. V. 62. P. 296–298.
164. *Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I.* Large Momentum Pion Production in Proton Nucleus Collisions // *Phys. Lett. B.* 1977. V. 67. P. 46–48.
165. *Efremov A.* Quark-Parton Picture of the Cumulative Production // *Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra.* 1982. V. 13. P. 613–634.
166. *Burov V., Lukyanov V., Titov A.* Multi-Quark Systems in Nuclear Processes // *Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra.* 1984. V. 15. P. 1249–1295.
167. *Frankfurt L. L., Strikman M. I.* High-Energy Phenomena, Short-Range Nuclear Structure and QCD // *Phys. Rept.* 1981. V. 76. P. 215–347.
168. *Alvioli M., Ciofi degli Atti C., Kaptari L. P., Mezzetti C. B., Morita H., Scopetta S.* Universality of Nucleon–Nucleon Short-Range Correlations: Two-Nucleon Momentum Distributions in Few-Body Systems // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 021001; arXiv:1112.2651 [nucl-th].
169. *Matveev V. A., Sorba P.* Quark Analysis of Multi-Baryonic Systems // *Nuovo Cim. A.* 1978. V. 45. P. 257.
170. *Matveev V. A., Sorba P.* Is Deuteron a Six-Quark System? // *Lett. Nuovo Cim.* 1977. V. 20. P. 435.
171. Conception of Fluctuons and High Momentum Transfer by Complex Systems // The 5th Intern. Seminar on High-Energy Physics Problems: Multiparticle Production and Limiting Fragmentation of Nuclei / Eds. D. I. Blokhintsev, A. V. Efremov, V. K. Lukyanov, A. I. Titov. 1978. V. 1. P. 288–299.
172. *Efremov A.* Polarization in High  $p_T$  and Cumulative Hadron Production // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1978. V. 28. P. 83.
173. *Burov V., Lukyanov V., Reznik B., Titov A.* Nuclear Density Fluctuations and Electron Scattering at High Energy // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1978. V. 28. P. 162.
174. *Smirnov Y., Chuvilsky Y.* Isobaric Component of the Deuteron in the Quark Model // *J. Phys. G.* 1978. V. 4. P. L1–L4.
175. *Mulders P. J., Aerts A. T. M., De Swart J. J.* Multi-Quark States. 3.  $Q^6$  Dibaryon Resonances // *Phys. Rev. D.* 1980. V. 21. P. 2653.
176. *Obukhovskiy I., Neudachin V., Smirnov Y., Chuvilsky Y.* Symmetry of Six-Quark System and Color Magnetic Attraction of Nucleons // *Yad. Fiz.* 1980. V. 31. P. 516–519.
177. *Pirner H. J., Vary J. P.* Deep Inelastic Electron Scattering and the Quark Structure of  $^3\text{He}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 46. P. 1376–1379.
178. *Carlson C., Havens T.* Quark Distributions in Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 261.
179. *Efremov A., Kaidalov A., Kim V., Lykasov G., Slavin N.* Cumulative Hadron Production in Quark Models of Flucton Fragmentation // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1988. V. 47. P. 868.
180. *Kaptar L. P., Titov A. I., Umnikov A. Y.* Nuclear Effects and Nonnucleon Degrees of Freedom in Deep Inelastic Scattering on Nuclei // *Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra.* 1991. V. 22. P. 839–881 (in Russian).
181. *Leksin G.* Elastic and Quasielastic Scattering of 660-MeV Protons by Deuterons // *Sov. Phys. JETP.* 1957. V. 5. P. 371–377.

182. *Azhgirei L., Vzorov I., Zrelov V., Mescheriakov M. et al.* Knockout of Deuterons from Li, Be, C and O Nuclei by Protons of Energy 675 MeV // *Sov. Phys. JETP*. 1958. V. 6. P. 912–919.
183. *Baldin A. M. et al.* The Observation of High Energy Pions in Interactions of Relativistic Deuterons with Nuclei // *AIP Conf. Proc.* 1971. V. 2. P. 131–139.
184. *Baldin A., Giordenescu N., Ivanova L., Moroz N., Povtoreiko A., Radomanov V., Stavinsky V., Zubarev V.* An Experimental Investigation of Cumulative Meson Production // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1975. V. 20. P. 629–634.
185. *Kim V.* QCD Evolution of Nuclear Structure Functions at Large  $X$ : EMC Effect and Cumulative Processes // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2018. V. 15, No. 4. P. 384–386.
186. *Boyarinov S. et al.* Production of Cumulative  $K^-$  Mesons on Protons at 10-GeV Energy // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1989. V. 50. P. 996–1000.
187. *Boyarinov S. et al.* The Cumulative Production of Antiprotons by 10-GeV Protons Bombarding Nuclear Targets // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1991. V. 54. P. 71–74.
188. *Andrianov A., Andrianov V., Espriu D.* Chiral Imbalance in QCD and Its Consequences // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2016. V. 125. P. 01009.
189. *Ejremov A., Kim V., Lykasov G.* Hard Hadron–Nucleus Processes and Multi-Quark Configurations in Nuclei // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1986. V. 44. P. 151.
190. *Braun M., Vechernin V.* Nuclear Structure Functions and Particle Production in the Cumulative Region in the Parton Model // *Nucl. Phys. B.* 1994. V. 427. P. 614–640.
191. *Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A.* Current Commutators, Vector Dominance and Self-Similarity in Strong-Interaction Lepton Pair Production // *Proc. of Intern. Seminar on Vector Mesons and Electromagnetic Interactions*. Dubna, Russia, 23–26 Sept. 1969. V. 690923. P. 109–136.
192. *Matveev V., Muradian R., Tavkhelidze A.* Muon Pair Production in Strong Interactions and the Asymptotic Sum Rules. SLAC-TRANS-0098, JINR-P2-4543, Dubna, June, 1969.
193. *Drell S., Yan T. M.* Massive Lepton Pair Production in Hadron–Hadron Collisions at High Energies // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. P. 316–320; Erratum // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. P. 902.
194. *Zotov N., Saleev V., Tsarev V.* Cumulative Production of Direct Photons and Lepton Pairs in the Model of Hard Collisions // *Yad. Fiz.* 1985. V. 41. P. 1635–1641.
195. *Harindranath A., Vary J.* Quark Cluster Model Predictions for the Nuclear Drell–Yan Process // *Phys. Rev. D.* 1986. V. 34. P. 3378–3384.
196. *Anselmino M., Predazzi E., Ekelin S., Fredriksson S., Lichtenberg D.* Diquarks // *Rev. Mod. Phys.* 1993. V. 65. P. 1199–1234.
197. *Barabanov M. Y. et al.* Diquark Correlations in Hadron Physics: Origin, Impact and Evidence // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2021. V. 116. P. 103835; arXiv:2008.07630.
198. *Laperashvili L. V.* Dynamical Role of Diquark in Proton Inclusive Production // *Yad. Fiz.* 1982. V. 35. P. 742–747.
199. *Larsson T. I.* Contribution from Diquarks to the  $p/\pi^+$  Ratio at Large  $p_T$  in  $\pi^-p$  Collisions // *Phys. Rev. D.* 1984. V. 29. P. 1013–1016.
200. *Breakstone A. et al. (ABCDHW Collab.)* A Diquark Scattering Model for High  $p_T$  Proton Production in  $pp$  Collisions at the ISR // *Z. Phys. C.* 1985. V. 28. P. 335.
201. *Kim V.* Diquarks as a Source of Large  $p_T$  Baryons in Hard Nucleon Collisions. JINR-E2-87-75. Dubna, 1987.

202. Kim V. Diquarks and Dynamics of Large  $p_T$  Baryon Production // *Mod. Phys. Lett. A.* 1988. V. 3. P. 909–916.
203. Antreasyan D., Cronin J. W., Frisch H. J., Shochet M. J., Kluberg L., Piroue P. A., Sumner R. L. Production of Hadrons at Large Transverse Momentum in 200-GeV, 300-GeV and 400-GeV  $pp$  and  $pn$  Collisions // *Phys. Rev. D.* 1979. V. 19. P. 764–778.
204. Abramov V. V. et al. Large Transverse Momentum Inclusive Hadron Production in  $pp$  Collisions at 70 GeV // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1985. V. 41. P. 445–451.
205. Kim V. T., Shavrin A. A., Zelenov A. V. Diquark Dynamics and Large  $p_T$  Baryon Production in  $pp$  Collisions // *Phys. Part. Nucl. Lett.* (submitted).
206. Sjöstrand T., Ask S., Christiansen J. R., Corke R., Desai N., Ilten P., Mrenna S., Prestel S., Rasmussen C. O., Skands P. Z. An Introduction to PYTHIA 8.2 // *Comp. Phys. Commun.* 2015. V. 191. P. 159–177.
207. Breakstone A. et al. (Ames–Bologna–CERN–Dortmund–Heidelberg–Warsaw Collab.) Tagging Diquarks by Protons of High Transverse Momentum in  $pp$  Collisions at the ISR // *Z. Phys. C.* 1987. V. 36. P. 567.
208. Geist W. M., Drijard D., Putzer A., Sosnowski R., Wegener D. Hadronic Production of Particles at Large Transverse Momentum: Its Relevance to Hadron Structure, Parton Fragmentation and Scattering // *Phys. Rept.* 1990. V. 197. P. 263–374.
209. Landshoff P., Polkinghorne J.  $pp$  Elastic Scattering at Large Momentum Transfer // *Phys. Lett. B.* 1973. V. 44. P. 293–295.
210. Landshoff P. Model for Elastic Scattering at Wide Angle // *Phys. Rev. D.* 1974. V. 10. P. 1024–1030.
211. Landshoff P., Pritchard D. Higher Order QCD Corrections to Exclusive Processes: The Multiple Scattering Mechanism // *Z. Phys. C.* 1980. V. 6. P. 69.
212. Goebel C., Halzen F., Scott D. Double Drell–Yan Annihilations in Hadron Collisions: Novel Tests of the Constituent Picture // *Phys. Rev. D.* 1980. V. 22. P. 2789.
213. Paver N., Treleani D. Multi-Quark Scattering and Large  $p_T$  Jet Production in Hadronic Collisions // *Nuovo Cim. A.* 1982. V. 70. P. 215.
214. Paver N., Treleani D. Multiple Parton Processes in the TeV Region // *Z. Phys. C.* 1985. V. 28. P. 187.
215. Mekhfi M. Multiparton Processes: An Application to Double Drell–Yan // *Phys. Rev. D.* 1985. V. 32. P. 2371.
216. Humpert B., Odorico R. Multiparton Scattering and QCD Radiation as Sources of Four Jet Events // *Phys. Lett. B.* 1985. V. 154. P. 211.
217. Berger E. L., Jackson C. B., Shaughnessy G. Characteristics and Estimates of Double Parton Scattering at the Large Hadron Collider // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 81. P. 014014; arXiv:0911.5348 [hep-ph].
218. Blok B., Dokshitzer Y., Frankfurt L., Strikman M. pQCD Physics of Multiparton Interactions // *Eur. Phys. J. C.* 2012. V. 72. P. 1963; arXiv:1106.5533 [hep-ph].
219. Ryskin M. G., Snigirev A. M. Double Parton Scattering in Double Logarithm Approximation of Perturbative QCD // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 014018; arXiv:1203.2330 [hep-ph].
220. Diehl M., Ostermeier D., Schafer A. Elements of a Theory for Multiparton Interactions in QCD // *JHEP.* 2012. V. 03. P. 089; Erratum // *JHEP.* 2016. V. 03. P. 001; arXiv:1111.0910 [hep-ph].

221. *d'Enterria D., Snigirev A. M.* Triple Parton Scatterings in High-Energy Proton–Proton Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118, No. 12. P. 122001; arXiv:1612.05582.
222. *Kim H., Kim K., Oka M.* Hexaquark Picture for  $d^*(2380)$  // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 102, No. 7. P. 074023; arXiv:2009.11983.
223. *Dremin I. M., Kim V. T.* Towards a Common Origin of the Elliptic Flow, Ridge and Alignment // *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 2010. V. 92. P. 720; arXiv:1010.0918 [hep-ph].
224. *Efremov A., Kim V.* Diquarks Role in Large  $p_T$  Deuteron and H-Dihyperon Production in Hard Nucleon Collisions. JINR-E2-87-74 Preprint. Dubna, 1987.
225. *Nakano T. et al. (LEPS Collab.)* Evidence for a Narrow  $S = +1$  Baryon Resonance in Photoproduction from the Neutron // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 012002; arXiv:hep-ex/0301020.
226. *Barmin V. et al. (DIANA Collab.)* Observation of a Baryon Resonance with Positive Strangeness in  $K^+$  Collisions with Xe Nuclei // *Phys. At. Nucl.* 2003. V. 66. P. 1715–1718; arXiv:hep-ex/0304040.
227. *Stepanyan S. et al. (CLAS Collab.)* Observation of an Exotic  $S = +1$  Baryon in Exclusive Photoproduction from the Deuteron // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 252001; arXiv:hep-ex/0307018.
228. *Diakonov D., Petrov V., Polyakov M. V.* Exotic Antidecuplet of Baryons: Prediction from Chiral Solitons // *Z. Phys. A.* 1997. V. 359. P. 305–314; arXiv:hep-ph/9703373.
229. *Asratyan A. E., Dolgolenko A. G., Kubantsev M. A.* Evidence for Formation of a Narrow  $K_{Sp}^0$  Resonance with Mass near 1533 MeV in Neutrino Interactions // *Phys. At. Nucl.* 2004. V. 67. P. 682–687; arXiv:hep-ex/0309042.
230. *Aleev A. N. et al. (SVD Collab.)* Observation of Narrow Baryon Resonance Decaying into  $pK_S^0$  in  $pA$  Interactions at 70 GeV/c with SVD-2 Setup // *Phys. At. Nucl.* 2005. V. 68. P. 974–981; arXiv:hep-ex/0401024.
231. *Aleev A. et al. (SVD Collab.)* New Analysis on Narrow Baryon Resonance Decaying into  $pK_S^0$  in  $pA$  Interactions at 70 GeV/c with SVD-2 Setup. arXiv:0803.3313 [hep-ex]. 2008.
232. *Danilov M.* Experimental Review on Pentaquarks // *Frascati Phys. Ser.* 2005. V. 39. P. 193–209; arXiv:hep-ex/0509012.
233. *Danilov M., Mizuk R.* Experimental Review on Pentaquarks // *Phys. At. Nucl.* 2008. V. 71. P. 605–617; arXiv:0704.3531 [hep-ex].
234. *Azimov Y. I., Goeke K., Strakovsky I.* An Explanation Why the  $\Theta^+$  Is Seen in Some Experiments and Not in Others // *Phys. Rev. D.* 2007. V. 76. P. 074013; arXiv:0708.2675 [hep-ph].
235. *Jaffe R. L.* Perhaps a Stable Dihyperon // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 38. P. 195–198; Erratum // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 38. P. 617.
236. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* Effects of QCD Vacuum and Stability of H Dihyperon; arXiv:hep-ph/0411362. 1986.
237. *Barabanov M., Vodopyanov A., Olsen S.* New Research of Charmonium over  $D\bar{D}$  Threshold Using the Antiproton Beam with Momentum Ranging from 1 to 15 GeV/c // *Phys. At. Nucl.* 2014. V. 77. P. 126–130.
238. *Barabanov M., Vodopyanov A., Zinchenko A., Olsen S.* Perspective Study of Charmonium and Exotics above the  $D\bar{D}$  Threshold // *Phys. At. Nucl.* 2016. V. 79, No. 1. P. 126–129.



239. *Jaffe R. L., Wilczek F.* Diquarks and Exotic Spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 232003; arXiv:hep-ph/0307341.
240. *Maiani L., Piccinini F., Polosa A., Riquer V.* Diquark–Antidiquarks with Hidden or Open Charm and the Nature of  $X(3872)$  // *Phys. Rev. D.* 2005. V. 71. P. 014028; arXiv:hep-ph/0412098.
241. *Bashkanov M., Brodsky S. J., Clement H.* Novel Six-Quark Hidden-Color Dibaryon States in QCD // *Phys. Lett. B.* 2013. V. 727. P. 438–442; arXiv:1308.6404 [hep-ph].
242. *West J. R., Brodsky S. J., de Teramond G. F., Goldhaber A. S., Schmidt I.* QCD Hidden-Color Hexa-Diquark in the Central Core of Nuclei. arXiv:2004.14659. 2020.
243. *Li X., Lu X., Wang B., Sun W., Zong H.* Properties of Cold Dense Nuclear Matter Based on a Nonperturbative Approach Inspired by Chiral Perturbation Theory // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 034909.
244. *Fantina A., Chamel N., Pearson S., Goriely J.* Constraints on the Equation of State of Cold Dense Matter from Nuclear Physics and Astrophysics // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2014. V. 66. P. 07005.
245. *Matveev V., Sorba P.* Quark Analysis of Multibaryonic Systems // *Il Nuovo Cim. A.* 1978. V. 45. P. 257.
246. *Gilman R., Gross F.* Electromagnetic Structure of the Deuteron // *J. Phys. G.* 2002. V. 28. P. R37–R116.
247. *Burov V., Lukianov V., Titov A.* Large Momentum Pion Production in Proton Nucleus Collisions and the Idea of Fluctuons in Nuclei // *Phys. Lett. B.* 1977. V. 67. P. 46.
248. *Frankfurt L., Strikman M.* Hard Nuclear Processes and Microscopic Nuclear Structure // *Phys. Rept.* 1988. V. 160. P. 235.
249. *Kostenko B., Pribiž J.* Possible Observation of Phase Transitions in Two-Nucleon Systems // *Proc. of the XXII Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (V. Baldin ISHEPP XXII).* 2015. P. 122.
250. *Троян Ю. А.* Узкие дипротонные резонансы // *ЭЧАЯ.* 1993. Т. 24. С. 683.
251. *Baldin A.* JINR Commun. 1-12397. Dubna, 1979.
252. *Abramov B., Dukhovskoy I., Fedorets V., Khanov A., Krestnikov Y., Krutenkova A., Kulikov V., Matsyuk M., Radkevich I., Starodumov A., Sutormin A.* Results of Search for Narrow Diproton Structures in the  $pn \rightarrow pp\pi^-$  Reaction at 1.98 GeV/c // *Z. Phys. C.* 1995. V. 69. P. 409.
253. *Rijken T. A., Nagels M. M., Yamamoto Y.* Baryon–Baryon Interactions  $S = 0, -1, -2, -3, -4$  // *Few-Body Syst.* 2013. V. 54, Nos. 7–10. P. 801–806.
254. *Gal A., Millener D. J.* Consistency of  $\Lambda\Lambda$  Hypernuclear Events // *Hyperfine Interact.* 2012. V. 210, Nos. 1–3. P. 77–82; arXiv:1111.3831 [nucl-th].
255. *Rappold C. et al. (HypHI Collab.)* Search for Evidence of  ${}^3_\Lambda n$  by Observing  $d + \pi^-$  and  $t + \pi^-$  Final States in the Reaction of  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  at 2A GeV // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88, No. 4. P. 041001.
256. *Marques F. M. et al.* The Detection of Neutron Clusters // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 65. P. 044006; arXiv:nucl-ex/0111001.
257. *Tang Y. C., Bayman B. F.* Nonexistence of the Tetraneutron // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 15. P. 165–168.
258. *Bertulani C. A., Zelevinsky V.* Is the Tetraneutron a Bound Dineutron–Dineutron Molecule? // *J. Phys. G.* 2003. V. 29. P. 2431–2437; arXiv:nucl-th/0212060.

259. *Pieper S. C.* Can Modern Nuclear Hamiltonians Tolerate a Bound Tetraneutron? // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 252501; arXiv:nucl-th/0302048.
260. *Timofeyuk N. K.* Do Multineutrons Exist? // *J. Phys. G.* 2003. V. 29. P. L9; arXiv:nucl-th/0301020.
261. *Lazauskas R., Carbonell J.* Is a Physically Observable Tetraneutron Resonance Compatible with Realistic Nuclear Interactions? // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 034003; arXiv:nucl-th/0507022.
262. *Takahashi H. et al.* Observation of a  $(\Lambda\Lambda)^6\text{He}$  Double Hypernucleus // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 212502.
263. *Garcilazo H., Valcarce A.* Strangeness  $-2$  Hypertriton // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110, No. 1. P. 012503; arXiv:1212.1369 [nucl-th].
264. *Gal A.* Comment on Recent Strangeness  $-2$  Predictions // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 179201; arXiv:1301.1241 [nucl-th].
265. *Garcilazo H., Valcarce A.* Reply to “Comment on Strangeness  $-2$  Hypertriton” // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 179202; arXiv:1304.3552 [hep-ph].
266. *Filikhin I. N., Gal A.* Faddeev–Yakubovsky Search for  ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 172502; arXiv:nucl-th/0209003.
267. *Nemura H., Akaiishi Y., Myint K. S.* Stochastic Variational Search for  ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$  // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. P. 051001; arXiv:nucl-th/0211082.
268. *Thomas L. H.* The Interaction between a Neutron and a Proton and the Structure of  ${}^3\text{H}$  // *Phys. Rev.* 1935. V. 47. P. 903–909.
269. *Richard J. M., Fleck S.* Limits on the Domain of Coupling Constants for Binding  $N$ -Body Systems with No Bound Subsystems // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 1464–1467; arXiv:nucl-th/9408017.
270. *Moszkowski S., Fleck S., Kriek A., Theussl L., Richard J. M., Varga K.* Borromean Binding of Three or Four Bosons // *Phys. Rev. A.* 2000. V. 62. P. 032504; arXiv:nucl-th/0003026.
271. *Thogersen M., Fedorov D. V., Jensen A. S.* Universal Properties of Efimov Physics beyond the Scattering Length Approximation // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 78. P. 020501.
272. *Richard J. M., Wang Q., Zhao Q.* Lightest Neutral Hypernuclei with Strangeness  $-1$  and  $-2$  // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 91, No. 1. P. 014003; arXiv:1404.3473 [nucl-th].
273. *Richard J. M., Wang Q., Zhao Q.* Possibility of a New Neutral Hypernucleus  ${}_{\Lambda\Lambda}^4n = (n, n, \Lambda, \Lambda)$  // *J. Phys. Conf. Ser.* 2014. V. 569, No. 1. P. 012079; arXiv:1408.1323 [nucl-th].
274. *Rijken T. A., Nagels M. M., Yamamoto Y.* Baryon–Baryon Interactions: Nijmegen Extended-Soft-Core Models // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 2010. V. 185. P. 14–71.
275. *Polinder H., Haidenbauer J., Meissner U. G.* Strangeness  $S = -2$  Baryon–Baryon Interactions Using Chiral Effective Field Theory // *Phys. Lett. B.* 2007. V. 653. P. 29–37; arXiv:0705.3753 [nucl-th].
276. *Haidenbauer J., Petschauer S., Kaiser N., Meissner U. G., Nogga A., Weise W.* Hyperon–Nucleon Interaction at Next-to-Leading Order in Chiral Effective Field Theory // *Nucl. Phys. A.* 2013. V. 915. P. 24–58; arXiv:1304.5339 [nucl-th].
277. *Haidenbauer J., Meissner U. G., Petschauer S.* Strangeness  $S = -2$  Baryon–Baryon Interaction at Next-to-Leading Order in Chiral Effective Field Theory // *Nucl. Phys. A.* 2016. V. 954. P. 273–293; arXiv:1511.05859.

278. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) Study of the  $\Lambda$ – $\Lambda$  Interaction with Femtoscopy Correlations in  $pp$  and  $p$ –Pb Collisions at the LHC // Phys. Lett. B. 2019. V. 797. P. 134822; arXiv:1905.07209.
279. Gal A., Garcilazo H. Is There a Bound  ${}^3_{\Lambda}n$ ? // Phys. Lett. B. 2014. V. 736. P. 93–97; arXiv:1404.5855 [nucl-th].
280. Hiyama E., Ohnishi S., Gibson B. F., Rijken T. A. Three-Body Structure of the  $nn\Lambda$  System with  $\Lambda N$ – $\Sigma N$  Coupling // Phys. Rev. C. 2014. V. 89, No. 6. P. 061302; arXiv:1405.2365 [nucl-th].
281. Garcilazo H., Valcarce A. Nonexistence of a  $\Lambda nn$  Bound State // Phys. Rev. C. 2014. V. 89, No. 5. P. 057001; arXiv:1507.08061.
282. Lonardonì D., Gandolfi S., Pederiva F. Effects of the Two-Body and Three-Body Hyperon–Nucleon Interactions in  $\Lambda$ -Hypernuclei // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. P. 041303; arXiv:1301.7472 [nucl-th].
283. Kaidalov A. Diffractive Production Mechanisms // Phys. Rept. 1979. V. 50. P. 157–226.
284. Kaidalov A., Piskunova O. Inclusive Spectra of Baryons in the Quark–Gluon Strings Model // Z. Phys. C. 1986. V. 30. P. 145.
285. Uzhinsky V. Toward Description of  $pp$  and  $pC$  Interactions at High Energies: Problems of Fritiof-Based Models. arXiv:1404.2026 [hep-ph]. 2014.
286. Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjostrand T. Parton Fragmentation and String Dynamics // Phys. Rept. 1983. V. 97. P. 31–145.
287. Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. PYTHIA 6.4 Physics and Manual // JHEP. 2006. V. 0605. P. 026; arXiv:hep-ph/0603175.
288. Allison J. et al. (GEANT4 Collab.) Recent Developments in Geant4 // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186–225.
289. Aduszkiewicz A. et al. (NA61/SHINE Collab.) Measurements of  $\pi^{\pm}$ ,  $K^{\pm}$ ,  $p$  and  $\bar{p}$  Spectra in Proton–Proton Interactions at 20, 31, 40, 80 and 158 GeV/c with the NA61/SHINE Spectrometer at the CERN SPS // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 671.
290. Blobel V. et al. (Bonn–Hamburg–Munich Collab.) Multiplicities, Topological Cross Sections, and Single Particle Inclusive Distributions from  $pp$  Interactions at 12 GeV/c and 24 GeV/c // Nucl. Phys. B. 1974. V. 69. P. 454–492.
291. Aguilar-Benitez M. et al. (LEBC-EHS Collab.) Inclusive Particle Production in 400-GeV/c  $pp$  Interactions // Z. Phys. C. 1991. V. 50. P. 405–426.
292. Alt C. et al. (NA49 Collab.) Inclusive Production of Charged Pions in  $p+p$  Collisions at 158-GeV/c Beam Momentum // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 45. P. 341–381.
293. Anticic T. et al. (NA49 Collab.) Inclusive Production of Protons, Antiprotons and Neutrons in  $p+p$  Collisions at 158-GeV/c Beam Momentum // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 65. P. 9–63.
294. Anticic T. et al. (NA49 Collab.) Inclusive Production of Charged Kaons in  $p+p$  Collisions at 158-GeV/c Beam Momentum and a New Evaluation of the Energy Dependence of Kaon Production up to Collider Energies // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 68. P. 1–73.
295. Adler S. et al. Jet Properties from Dihadron Correlations in  $p+p$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 072002.

296. *Aaboud M. et al.* Measurement of Jet Fragmentation in Pb + Pb and  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC // *Eur. Phys. J. C.* 2017. V. 77. P. 379.
297. *Aaboud M. et al.* Measurement of Jet Fragmentation in 5.02 TeV Proton–Lead and Proton–Proton Collisions with the ATLAS Detector // *Nucl. Phys. A.* 2018. V. 978. P. 65.
298. *Aad G. et al.* Measurement of Angular and Momentum Distributions of Charged Particles within and around Jets in Pb + Pb and  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100. P. 064901.
299. *Acharya A. et al.* Jet Fragmentation Transverse Momentum Measurements from Di-hadron Correlations in  $\sqrt{s} = 7$  TeV  $pp$  and  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV  $p$ –Pb Collisions // *JHEP.* 2019. V. 1903. P. 169.
300. *Cacciari M., Salam G., Soyez G.* The Anti- $k_t$  Jet Clustering Algorithm // *JHEP.* 2008. V. 0804. P. 063.
301. *Cacciari M., Salam G., Soyez G.* FastJet User Manual // *Eur. Phys. J. C.* 2012. V. 72. P. 1896.
302. *Schwinger J.* Gauge Invariance and Mass. II // *Phys. Rev.* 1962. V. 128. P. 2425–2429.
303. *Chliapnikov P. et al. (Brussels–CERN–Genoa–Mons–Nijmegen–Serpukhov Collab.)* Observation of Direct Soft Photon Production in  $K^+p$  Interactions at 70 GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 141. P. 276–280.
304. *Schukraft J. et al. (HELIOS Collab.)* Recent Results from HELIOS (NA34) on Proton–Nucleus and Nucleus–Nucleus Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1989. V. 498. P. 79–92.
305. *Botterweck F. et al. (NA22 Collab.)* Direct Soft Photon Production in  $K^+p$  and  $\pi^+p$  Interactions at 250 GeV/c // *Z. Phys. C.* 1991. V. 51. P. 541–548.
306. *Banerjee S. et al. (SOPHIE/WA83 Collab.)* Observation of Direct Soft Photon Production in  $\pi^-p$  Interactions at 280 GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 305. P. 182–186.
307. *Belogianni A. et al.* Confirmation of a Soft Photon Signal in Excess of QED Expectations in  $\pi^-p$  Interactions at 280 GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 408. P. 487–492.
308. *Belogianni A. et al. (WA102 Collab.)* Observation of Soft Photon Signal in Excess of QED Expectations in  $pp$  Interactions // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 548. P. 129–139.
309. *Abdallah J. et al. (DELPHI Collab.)* Evidence for an Excess of Soft Photons in Hadronic Decays of  $Z^0$  // *Eur. Phys. J. C.* 2006. V. 47. P. 273–294.
310. *Abdallah J. et al. (DELPHI Collab.)* Evidence for an Excess of Soft Photons in Hadronic Decays of  $Z^0$  // *Eur. Phys. J. C.* 2010. V. 67. P. 343–366.
311. *Abdallah J. et al. (DELPHI Collab.)* Observation of the Muon Inner Bremsstrahlung at LEP1 // *Eur. Phys. J. C.* 2008. V. 57. P. 499–514.
312. *Kokoulina E. et al.* Study of Soft Photon Yield in  $pp$  and  $AA$  Interactions at JINR // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2020. V. 235. P. 0300384.
313. *Van Hove L.* The Cold Quark–Gluon Plasma and Multiparticle Production // *Ann. Phys.* 1989. V. 192. P. 66–76.
314. *Barshay S.* Anomalous Soft Photons from a Coherent Hadronic Phase in High-Energy Collisions // *Phys. Lett.* 1989. V. 227. P. 279–284.
315. *Wong C. Y.* Open String QED Meson Description of the X17 Particle and Dark Matter // *JHEP.* 1989. V. 165.

316. *Kokoulina E.* Description of  $pp$  Interactions with Very High Multiplicity at 70 GeV/c // *Acta Phys. Polon. B.* 2004. V. 35. P. 295–302.
317. *Kokoulina E.* High Multiplicity Study and Gluon Dominance Model // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2016. V. 13. P. 74–78.
318. *Begun V.V., Gorenstein M.* Bose–Einstein Condensation of Pions in High Multiplicity Events // *Phys. Lett. B.* 2007. V. 653. P. 190–195.
319. *Peresunko D.* Interferometry of Direct Photons in  $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$  Collisions at 158A GeV // *J. Phys. G.* 2004. V. 43. P. 095103.
320. *Koide T., Kodama T.* Anisotropy of Low Energy Direct Photons in Relativistic Heavy Ion Collisions // *Phys. Lett. B.* 2016. V. 30. P. 1065–1068.
321. *Krasznahorkay A. J. et al.* Observation of Anomalous Internal Pair Creation in  $^8\text{Be}$ : A Possible Indication of a Light Neutral Boson // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116. P. 042501.
322. *Abraamyan K. et al.* Check of the Structure in Photon Pairs Spectra at the Invariant Mass of about 38 MeV/c<sup>2</sup> // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2019. V. 138. P. 04006.
323. *Banerjee D. et al. (NA64 Collab.)* Search for a Hypothetical 16.7-MeV Gauge Boson and Dark Photons in the NA64 Experiment at CERN // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 20. P. 0231803.
324. *Gruppen C., Shwartz B.* *Particles Detectors.* New York: Cambridge Univ. Press, 2011.
325. *Larson A., Miller G.A., Strikman M.* Pionic Color Transparency // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 018201; arXiv:nucl-th/0604022.
326. *Larionov A., Strikman M.* Color Transparency in  $\bar{p}d \rightarrow \pi^- \pi^0 p$  Reaction // *Eur. Phys. J. A.* 2020. V. 56, No. 1. P. 21; arXiv:1909.00379.
327. *Dutta D., Hafidi K., Strikman M.* Color Transparency: Past, Present and Future // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2013. V. 69. P. 1–27.
328. *Bass S.A. et al.* Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1998. V. 41. P. 255–369; arXiv:nucl-th/9803035.
329. *Cassing W., Bratkovskaya E.L.* Hadronic and Electromagnetic Probes of Hot and Dense Nuclear Matter // *Phys. Rept.* 1999. V. 308. P. 65–233.
330. *Buss O., Gaitanos T., Gallmeister K., van Hees H., Kaskulov M., Lalakulich O., Larionov A.B., Leitner T., Weil J., Mosel U.* Transport-Theoretical Description of Nuclear Reactions // *Phys. Rept.* 2012. V. 512. P. 1–124; arXiv:1106.1344 [hep-ph].
331. *Gallmeister K., Mosel U.* Time Dependent Hadronization via HERMES and EMC Data Consistency // *Nucl. Phys. A.* 2008. V. 801. P. 68–79; arXiv:nucl-th/0701064.
332. *Strikman M., Tverskoy M.G., Zhalov M.B.* Soft Neutron Production in DIS: A Window to the Final State Interactions // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 459. P. 37–42; arXiv:nucl-th/9806099.
333. *Larionov A., Strikman M.* Slow Neutron Production as a Probe of Hadron Formation in High-Energy  $\gamma^* A$  Reactions // *Phys. Rev. C.* 2020. V. 101, No. 1. P. 014617; arXiv:1812.08231.
334. CFNS Adhoc Workshop: Target Fragmentation Physics with EIC; <https://indico.bnl.gov/event/9287/>.
335. *Gallmeister K., Falter T.* Space–Time Picture of Fragmentation in PYTHIA/JETSET for HERMES and RHIC // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 630. P. 40–48; arXiv:nucl-th/0502015.

336. *Larionov A., Strikman M.* Color Transparency and Hadron Formation Effects in High-Energy Reactions on Nuclei // *Particles*. 2020. V. 3, No. 1. P. 24–38.
337. *Kuhn S. E., Chen J. P., Leader E.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2009. V. 63. P. 1–50.
338. *Deur A., Brodsky S. J., de Teramond G. F.* // *Rep. Prog. Phys.* 2019. V. 82, No. 7.
339. *Belitsky A. V., Radyushkin A. V.* // *Phys. Rept.* 2005. V. 418. P. 1–387.
340. *Goeke K., Polyakov M. V., Vanderhaeghen M.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2001. V. 47. P. 401–515.
341. *Diehl M.* // *Phys. Rept.* 2003. V. 388. P. 41–277.
342. *D’Alesio U., Murgia F.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2008. V. 61. P. 394–454.
343. *Barone V., Drago A., Ratcliffe P. G.* // *Phys. Rept.* 2002. V. 359. P. 1–168.
344. *Alekhin S., Melnikov K., Petriello F.* // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 74. P. 054033.
345. *Bacchetta A., Diehl M., Goeke K., Metz A., Mulders P. J., Schlegel M.* // *JHEP02*. 2007. V. 93.
346. *COMPASS Collab.* // *PoS Dis2019*. 2019. V. 267.
347. *Arnold S., Metz A., Schlegel M.* // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 034005.
348. *Sissakian A., Shevchenko O., Nagaytsev A., Ivanov O.* // *Phys. Rev. D.* 2005. V. 72. P. 054027.
349. *Sissakian A., Shevchenko O., Nagaytsev A., Ivanov O.* // *Eur. Phys. J. C.* 2009. V. 59. P. 659–673.
350. *Sissakian A., Shevchenko O., Nagaytsev A., Denisov O., Ivanov O.* // *Eur. Phys. J. C.* 2006. V. 46. P. 147–150.
351. *Sissakian A., Shevchenko O., Ivanov O.* // *JETP Lett.* 2007. V. 86. P. 751–755.
352. *Sissakian A., Shevchenko O., Nagaytsev A., Ivanov O.* // *Phys. Part. Nucl.* 2010. V. 41. P. 64–100.
353. *Collins J. C., Soper D. E., Serman G.* // *Nucl. Phys. B.* 1985. V. 250. P. 199–224.
354. *Brodsky S. J., Hwang D. S., Schmidt I.* // *Nucl. Phys. B.* 2002. V. 642. P. 344–356.
355. *Drell S. D., Yan T. M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. P. 316–320.
356. *Bodwin G. T.* // *Phys. Rev. D.* 1985. V. 31, No. 10. P. 2616–2642.
357. *Collins J. C.* // *Nucl. Phys. B.* 1993. V. 394. P. 169–199.
358. *Boos E., Bunichev V., Carena M., Wagner C. E. M.* *Econf C050318:0213*. 2005.
359. *Nojiri M. M.* // *Phys. Rev. D.* 1995. V. 51. P. 6281.
360. *Boos E., Martyn H. U., Moortgat-Pick G., Sachwitz M., Sherstnev A., Zerwas P. M.* // *Eur. Phys. J. C.* 2003. V. 30. P. 395.
361. *Boos E., Moortgat-Pick G., Martyn H. U., Sachwitz M., Vologdin A.* *arXiv:hep-ph/0211040*.
362. *Savin I. A., Efremov A. V., Peshekhonov D. V., Kovalenko A. D., Teryaev O. V., Shevchenko O. Y., Nagajcev A. P., Guskov A. V., Kukhtin V. V. et al.* // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2015. V. 85. P. 02039.
363. *Boos E., Bunichev V., Dubinin M., Dudko L., Edneral V., Ilyin V., Kryukov A., Savrin V., Semenov A., Sherstnev A.* *arXiv:hep-ph/0403113*. 2004.
364. *Alwall J. et al.* *arXiv:1405.0301[hep-ph]*.
365. *Ball R. D. et al. (NNPDF Collab.)* // *Eur. Phys. J. C.* 2017. V. 77, No. 10. P. 663; *arXiv:1706.00428*.
366. *Maltoni F., McElmurry T., Putman R., Willenbrock S.* *arXiv:hep-ph/0703156*. 2007.
367. *Olive K. et al. (Particle Data Group)* // *Chin. Phys. C.* 2014. V. 38. P. 090001.

368. *Nocera E. R. et al. (NNPDF Collab.)* // Nucl. Phys. B. 2014. V. 887. P. 276–308; arXiv:1406.5539 [hep-ph].
369. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P.* // JHEP05. 2006. V. 26.
370. *de Favereau J., Delaere C., Demin P., Giammanco A., Lematre V., Mertens A., Selvaggi M.* arXiv:1307.6346[hep-ex].
371. *Sirunyan A. et al. (CMS Collab.)* // J. Instrum. 2018. V. 13, No. 10. P. P10005; arXiv:1809.02816.
372. *Ade P. A. R. et al. (Planck Collab.)* Planck 2013 Results. I. Overview of Products and Scientific Results // Astronomy & Astrophysics. 2014. V. 571. P. A1.
373. *Majumdar D.* Dark Matter: An Introduction. Boca Raton, Florida: CRC Press, 2014.
374. *Clowe D., Bradač M., Gonzalez A. H., Markevitch M., Randall S. W., Jones C., Zaritsky D.* A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter // Astrophys. J. 2006. V. 648, No. 2. P. L109–L113.
375. *Buchmueller O., Doglioni C., Wang L. T.* Search for Dark Matter at Colliders // Nat. Phys. 2017. V. 13, No. 3. P. 217–223.
376. *Adriani O. et al. (PAMELA Collab.)* The PAMELA Mission: Heralding a New Era in Precision Cosmic Ray Physics // Phys. Rept. 2014. V. 544, No. 4. P. 323–370.
377. *Aguilar M. et al. (AMS Collab.)* First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, No. 14.
378. *Aguilar M. et al. (AMS Collab.)* Antiproton Flux, Antiproton-to-Proton Flux Ratio, and Properties of Elementary Particle Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117, No. 9.
379. *Giesen G., Boudaud M., Génolini Y., Poulin V., Cirelli M., Salati P., Serpico P. D.* AMS-02 Antiprotons, at Last! Secondary Astrophysical Component and Immediate Implications for Dark Matter // J. Cosm. Astropart. Phys. 2015. V. 2015, No. 09. P. 023–023.
380. *di Mauro M., Donato F., Goudelis A., Serpico P. D.* New Evaluation of the Antiproton Production Cross Section for Cosmic Ray Studies // Phys. Rev. D. 2014. V. 90, No. 8.
381. *Donato F., Korsmeier M., Mauro M. D.* Prescriptions on Antiproton Cross Section Data for Precise Theoretical Antiproton Flux Predictions // Phys. Rev. D. 2017. V. 96, No. 4.
382. *Guskov A., El-Kholy R.* On the Possibility to Study Antiproton Production at the SPD Detector at NICA Collider for Dark Matter Search in Astrophysical Experiments // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 16, No. 3. P. 216–223.
383. *Alexakhin V., Guskov A., Hayman Z., El-Kholy R., Tkachenko A.* On the Study of Antiprotons Yield in Hadronic Collisions at NICA SPD. arXiv:2008.04136. 2020.
384. *Winkler M. W.* Cosmic Ray Antiprotons at High Energies // J. Cosm. Astropart. Phys. 2017. V. 2017, No. 02. P. 048.
385. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* Measurement of Antiproton Production in  $p$ -He Collisions at  $s_{NN} = 110$  GeV // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121, No. 22.
386. *Kappl R., Winkler M. W.* The Cosmic Ray Antiproton Background for AMS-02 // J. Cosm. Astropart. Phys. 2014. V. 2014, No. 09. P. 051.

387. Savin I., Efremov A., Peshekhonov D., Kovalenko A., Teryaev O., Shevchenko O., Nagajcev A., Guskov A., Kukhtin V., Topilin N. Spin Physics Experiments at NICA-SPD with Polarized Proton and Deuteron Beams // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2015. V. 85. P. 02039; <https://doi.org/10.1051/epjconf/20158502039>.
388. Meshkov I. N. Luminosity of an Ion Collider // *Phys. Part. Nucl.* 2019. V. 50, No. 6. P. 663–682.
389. Aubert J. J. et al. (*European Muon Collab.*) // *Phys. Lett. B.* 1983. V. 123. P. 275–278.
390. Agapov N. N., Kekelidze V. D., Kovalenko A. D., Lednitsky R., Matveev V. A., Meshkov I. N., Nikitin V. A., Potrebennikov Y. K., Sorin A. S., Trubnikov G. V. Relativistic Nuclear Physics at JINR: From the Synchrotron to the NICA Collider // *Phys. Usp.* 2016. V. 59, No. 4. P. 383–402; *Usp. Fiz. Nauk.* 2016. V. 186, No. 4. P. 405.
391. Kistryn S., Lang J., Liechti J., Maier T., Muller R., Nessi-Tedaldi F., Simonius M., Smyrski J., Jaccard S., Haerberli W., Sromicki J. Precision Measurement of Parity Nonconservation in Proton–Proton Scattering at 45 MeV // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 1616–1619; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1616>.
392. Lockyer N., Romanowski T. A., Bowman J. D., Hoffman C. M., Mischke R. E., Nagle D. E., Potter J. M., Talaga R. L., Swallow E. C., Alde D. M., Moffett D. R., Zyskind J. Parity Nonconservation in Proton–Nucleus Scattering at 6 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1984. V. 30, No. 5. P. 860–871; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.30.860>.
393. Gardner S., Haxton W. C., Holstein B. R. A New Paradigm for Hadronic Parity Nonconservation and Its Experimental Implications // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2017. V. 67. P. 69–95.
394. Grosnick D. P., Hill D. A., Kasprzyk T., Lopiano D., Ohashi Y., Sheppard J., Shima T., Spinka H., Stanek R., Underwood D. G., Yokosawa A., Bystricky J., Chaumette P., Derégl J., Durand G., Fabre J., Lehar F., de Lesquen A., van Rossum L., Luehring F. C., Miller D. H., Shanahan P., Krueger K. W., Cossairt J. D., Read A. L., Iwatani K., Belikov N. I., Derevschikov A. A., Grachov O. A., Matulenko Y. A., Meschanin A. P., Nurushev S. B., Patalakha D. I., Rykov V. L., Solovyanov V. L., Vasiliev A. N., Akchurin N., Onel Y., Maki T., En'yo H., Funahashi H., Goto Y., Iijima T., Imai K., Itow Y., Makino S., Masaike A., Miyake K., Nagamine T., Saito N., Yamashita S., Takashima R., Takeuchi F., Kuroda K., Michalowicz A., Tanaka N., Salvato G., Villari A., Tamura N., Yoshida T., Corcoran M. D., Cranshaw J., Nessi-Tedaldi F., Nessi M., Nguyen C., Roberts J. B., Skeens J., White J. L., Bravar A., Penzo A., Schiavon P., Pauletta G. Measurement of the Differences in the Total Cross Section for Antiparallel and Parallel Longitudinal Spins and a Measurement of Parity Nonconservation with Incident Polarized Protons and Antiprotons at 200 GeV/c // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 1159–1187; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.55.1159>.
395. Koop I., Milstein A., Nikolaev N., Popov A., Salnikov S., Shatunov P., Shatunov Y. Strategies for Probing  $P$ -Parity Violation in Nuclear Collisions at the NICA Accelerator Facility // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2020. V. 17, No. 2. P. 154–159.
396. Milstein A., Nikolaev N., Salnikov S. Parity Violation in Proton–Proton Scattering at High Energies // *JETP Lett.* 2020. V. 111, No. 4. P. 197–200.
397. Milstein A., Nikolaev N., Salnikov S. Parity Violation in Proton–Deuteron Scattering // *JETP Lett.* 2020. V. 112, No. 6. P. 332–336.



398. *Vasserman I., Vorobyov P., Gluskin E., Ivanov P., Kezerashvili G., Koop I., Ly-senko A., Mikhailichenko A., Nesterenko I., Perevedentsev E., Polunin A., Serednyakov S., Skrinisky A., Shatunov Y.* New Experiment on the Precise Comparison of the Anomalous Magnetic Moments of Relativistic Electrons and Positrons // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 187, No. 1. P. 172–174; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269387900943>.
399. *Sitnik I. M., Volkov V. I., Kirillov D. A., Piskunov N. M., Plis Y. A.* Precessing Deuteron Polarization // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2002. V. 2. P. 22.
400. *Bagdasarian Z., Bertelli S., Chiladze D., Ciullo G., Dietrich J., Dymov S., Eversmann D., Fanourakis G., Gaisser M., Gebel R., Gou B., Guidoboni G., Hejny V., Kacharava A., Kamerdzhiev V., Lehrach A., Lenisa P., Lorentz B., Magallanes L., Maier R., Mchedlishvili D., Morse W. M., Nass A., Oellers D., Pesce A., Prasuhn D., Pretz J., Rathmann F., Shmakova V., Semertzidis Y. K., Stephenson E. J., Stockhorst H., Ströher H., Talman R., Thörngren Engblom P., Valdau Y., Weidemann C., Wüstner P.* Measuring the Polarization of a Rapidly Precessing Deuteron Beam // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2014. V. 17. P. 052803; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.17.052803>.
401. *Eversmann D. et al. (JEDI Collab.)* New Method for a Continuous Determination of the Spin Tune in Storage Rings and Implications for Precision Experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115, No. 9. P. 094801; arXiv:1504.00635.
402. *Guidoboni G. et al. (JEDI Collab.)* How to Reach a Thousand-Second In-Plane Polarization Lifetime with 0.97-GeV/c Deuterons in a Storage Ring // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117. P. 054801; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.054801>.
403. *Guidoboni G. et al. (JEDI Collab.)* Connection between Zero Chromaticity and Long In-Plane Polarization Lifetime in a Magnetic Storage Ring // *Phys. Rev. Accel. Beams.* 2018. V. 21. P. 024201; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.024201>.
404. *Hempelmann N. et al. (JEDI Collab.)* Phase Locking the Spin Precession in a Storage Ring // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. P. 014801; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.014801>.
405. *Fimushkin V. V., Kovalenko A. D., Kutuzova L. V., Prokofichev Y. V., Shutov B., Belov A. S., Zubets V. N., Turbabin A. V.* Source of Polarised Deuterons // *Eur. Phys. J. ST.* 2018. V. 162. P. 275–280.
406. *Vokal S., Kovalenko A., Kondratenko A., Kondratenko M., Mikhailov V., Filatov Y., Shimansky S.* Program of Polarization Studies and Capabilities of Accelerating Polarized Proton and Light Nuclear Beams at the Nuclotron of the Joint Institute for Nuclear Research // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2009. V. 2009, No. 149. P. 81–96 (in Russian).
407. *Lenisa P., Rathmann F., Barion L., Barsov S., Bertelli S., Carassiti V., Ciullo G., Contalbrigo M., Ramusino A. C., Dymov S., Engels R., Eversheim D., Gebel R., Grigoryev K., Haidenbauer J., Hejny V., Jagdfeld H., Kacharava A., Keshelashvili I., Kononov A., Krings T., Kulikov A., Lehrach A., Lorentz B., Lomidze N., Macharashvili G., Malaguti R., Martin S., Merzliakov S., Mikirtychiants S., Nass A., Nikolaev N., Pesce A., Prasuhn D., Semke L., Squerzanti S., Soltner H., Statera M., Steffens E., Ströher H., Tabidze M., Tagliente G., Thörngren-Engblom P., Trusov S.,*

- Uzikov Yu., Valdau Y., Weidemann C., Wüstner P., Zupranski P.* Low-Energy Spin-Physics Experiments with Polarized Beams and Targets at the COSY Storage Ring // *Eur. Phys. J. Techn. Instrum.* 2019. V. 6, No. 1. P. 2.
408. *Nikolaev N., Rathmann F., Silenko A., Uzikov Yu.* New Approach to Search for Parity-Even and Parity-Odd Time-Reversal Violation beyond the Standard Model in a Storage Ring // *Phys. Lett. B.* 2020. V. 811. P. 135983.
409. *Okun L. B.* Note Concerning  $CP$  Parity // *Yad. Fiz.* 1965. V. 1. P. 938–939.
410. *Prentki J., Veltman M. J. G.* Possibility of  $CP$  Violation in Semistrong Interactions // *Phys. Lett.* 1965. V. 15. P. 88–90.
411. *Lee T. D., Wolfenstein L.* Analysis of  $CP$  Noninvariant Interactions and the  $K_0^1, K_0^2$  System // *Phys. Rev.* 1965. V. 138. P. B1490–B1496.
412. *Bernreuther W.*  $CP$  Violation and Baryogenesis // *Lect. Notes Phys.* 2002. V. 591. P. 237–293.
413. *Koop I., Shatunov Y.* The Spin Precession Tune Spread in the Storage Ring // Particle Accelerator. Proc. of the 1st EPAC Conf., Rome, Italy, 7–11 June 1988. V. 1–2 / Ed. by S. Tazzari. Singapore: World Sci., 1988. P. 738–739.
414. *Glauber R.* Cross Sections in Deuterium at High Energies // *Phys. Rev.* 1955. V. 100. P. 242–248.
415. *Franco V., Glauber R.* High-Energy Deuteron Cross Sections // *Phys. Rev.* 1966. V. 142. P. 1195–1214.
416. *Derbenev Ya. S., Morozov V. S., Lin F., Zhang Y., Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Filatov Yu. N.* Polarization Preservation and Control in a Figure-8 Ring // *Intern. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 2016. V. 40, No. 01. P. 1660090.
417. *Filatov Yu. N., Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Derbenev Ya. S., Morozov V. S.* Transparent Spin Method for Spin Control of Hadron Beams in Colliders // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124, No. 19. P. 194801.
418. *Filatov Y. N., Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Derbenev Y. S., Morozov V. S., Kovalenko A. D.* Spin Response Function Technique in Spin-Transparent Synchrotrons // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80, No. 8. P. 778.
419. *Morozov V., Adams P., Derbenev Y., Filatov Y., Huang H., Huang He, Kondratenko A., Kondratenko M., Lin F., Méot F., Ptitsyn V., Schmidke W., Zhang Y.* Experimental Verification of Transparent Spin Mode in RHIC // Proc. of the 10th Intern. Part. Accel. Conf. (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19–24 May 2019. P. 2783–2786.
420. *Huang H., Méot F., Ptitsyn V., Ranjbar V., Roser T.* Polarization Preservation of Polarized Deuteron Beams in the Electron Ion Collider at Brookhaven National Laboratory // *Phys. Rev. Accel. Beams.* 2020. V. 23, No. 2. P. 021001.
421. *Montag C.* Polarized Electron and Hadron Beams at eRHIC // PoSP. 2020. V. STP2019. P. 009.