

P1-2010-113

Л. С. Ажгирей, С. В. Афанасьев, Ю. Т. Борзунов,
Л. Б. Голованов, Л. С. Золин*, В. И. Иванов, А. Ю. Исупов,
В. П. Ладыгин, А. Г. Литвиненко, А. И. Малахов,
В. Н. Пенев, В. Ф. Переседов, Ю. К. Пилипенко,
С. Г. Резников, П. А. Рукояткин, А. Н. Хренов

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВОЙ СТРУКТУРЫ ДЕЙТРОНА
НА МАЛЫХ МЕЖНУКЛОННЫХ РАССТОЯНИЯХ
В РЕАКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ
В КУМУЛЯТИВНЫЕ ПИОНЫ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: zolin@sunhe.jinr.ru

Ажгирей Л. С. и др.

P1-2010-113

Исследование спиновой структуры дейтрона на малых межнуклонных расстояниях в реакции фрагментации поляризованных дейтронов в кумулятивные пионы

Представлены экспериментальные результаты о векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующих способностях в реакциях фрагментации поляризованных дейтронов с импульсом 5 и 9 ГэВ/с в высокоимпульсные пионы в кинематической области, соответствующей рождению пионов на сильносвязанной нуклонной паре (кумулятивное мезообразование). Импульсная и угловая зависимости A_{yy} не описываются расчетами, выполненными в рамках импульсного приближения с использованием стандартных волновых функций дейтрона. Объяснение полученным данным следует искать в рамках моделей, рассматривающих дейтрон на малых расстояниях (область кора дейтрона) как мультикварковое состояние — $6q$ -кластер, высокий орбитальный момент которого (D -волна) приводит к наблюдаемой сильной зависимости тензорной анализирующей способности реакции $A(\vec{d}, \pi)X$ от поперечного импульса пионов.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2010

Azhgirey L. S. et al.

P1-2010-113

Study of Short-Range Deuteron Spin Structure at the Fragmentation of Polarized Deuterons into the Cumulative Pions

Data are presented of the vector A_y and tensor A_{yy} analyzing powers at fragmentation of the polarized 5 and 9 GeV/c deuterons into the high-momentum pions in the kinematic region corresponding to the pion production on the strong correlated nucleon pair (cumulative regime). The momentum and angular behaviours of A_{yy} are not described by the impulse approximation calculations with the standard deuteron wave functions. It seems, to explain the data one needs to construct models, which consider the deuteron core as some multi-quark configuration, $6q$ cluster, the large orbital momentum of which at D -wave state of the deuteron can be a reason of the strong tensor analyzing power dependence on the pion transverse momentum as it is observed in the $A(\vec{d}, \pi)X$ reaction.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2010

ВВЕДЕНИЕ

Изучение структуры кора дейтрона с включением спиновых степеней свободы является ключом к пониманию структуры ядерных сил на малых расстояниях — одной из наиболее сложных проблем физики сильных взаимодействий, без решения которой невозможно объяснить свойства ядерной материи в целом и те особенности структуры ядер, которые проявляются в виде коллективных эффектов, когда группа нуклонов проявляет себя как некий кластер сильноскоррелированных частиц. Указание на наличие таких кластеров в ядрах было получено на синхроциклотроне ОИЯИ в 1957 г. в опытах по прямому выбиванию дейтронов из ядер в результате квазиупругих взаимодействий с налетающими протонами, при этом передаваемая паре нуклонов энергия в сотни раз превышала энергию связи нуклонов в дейтроне [1]. Для объяснения этих опытов Д. И. Блохинцев сформулировал модель флуктонов — флуктуаций плотности ядерного вещества [2]. Гипотеза о флуктонах была высказана Д. И. Блохинцевым задолго до открытия кварковой структуры адронов.

Ключевая роль изучения структуры кора дейтрона как pn -флуктона при исследовании флуктонной компоненты в ядрах была отмечена [3–5] при развертывании экспериментов по изучению кумулятивных реакций, начатых после формулировки А. М. Балдиным гипотезы кумулятивного эффекта при фрагментации релятивистских ядер [6].

Гипотеза А. М. Балдина была основана на распространении гипотезы предельной фрагментации при взаимодействии релятивистских частиц [7] на взаимодействие релятивистских ядер. Обе гипотезы основаны на определяющей роли в динамике взаимодействий конститuentной природы фрагментирующей частицы. Описание фрагментации нуклонов основывается на партонной модели взаимодействия частиц высоких энергий, развитой Р. Фейнманом и Дж. Бьеркеном. Балдин обратил внимание на то, что при достаточно высоких энергиях нуклонные степени свободы в ядрах становятся неадекватными, поскольку конститuentы нуклонов, партоны, начинают проявлять себя как квазисвободные частицы, и ядро можно рассматривать скорее как партонный, а не нуклонный газ. Вследствие этого партоны ядра начинают формировать спектр вторичных частиц при фрагментации ядер так же, как и в случае

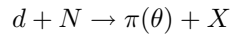
фрагментации нуклонов. Характерная особенность режима предельной фрагментации — масштабная инвариантность спектров вторичных частиц, которая проявляется в том, что импульсные (продольные) спектры фрагментов мишени перестают зависеть от энергии и квантовых чисел частицы-снаряда, они отражают внутреннюю конститuentную природу фрагментирующей частицы. Скейлинговое (масштабно-инвариантное) поведение спектров проявляется при их представлении в зависимости от безразмерной скейлинговой переменной x_F (переменная Фейнмана [8]), которая характеризуется отношением продольного импульса вторичной частицы в системе центра масс $P_{c.m.\parallel}$ к полной энергии взаимодействия в той же системе $x_F = 2P_{c.m.\parallel}/\sqrt{s}$. Второе часто используемое определение переменной Фейнмана $x_F = P_{c.m.\parallel}/P_{c.m.\parallel}^{\max}$, где $P_{c.m.\parallel}^{\max}$ — максимальный кинематически дозволeнный продольный импульс частицы, при этом определении переменная x_F меняется в пределах от -1 до 1 [9]. При фрагментации нуклона переменная x_F связана простым соотношением с энергией E_c и импульсом P_c фрагмента в лаб. системе:

$$x_F = 2P_{c.m.\parallel}/\sqrt{s} = \frac{E_c - P_c \cos(\theta)}{m_N} \simeq x_c, \quad (1)$$

где x_c обозначает кумулятивное число. Кумулятивная переменная x_c была предложена А.М. Балдиным и В.С. Ставинским в качестве скейлинговой переменной при описании спектров фрагментов ядер [10–12]. Определение x_c основано на условии сохранения 4-импульса взаимодействующей системы частиц в инклюзивной реакции $a + b \rightarrow c + X$ с рождением кумулятивного фрагмента c при условии минимальной массы адронного остатка X .

В выражении (1) в знаменателе стоит масса фрагментирующей частицы m_N , при этом $x_F^{\max} = 1$. Если фрагментирующая масса больше m_N , то при сохранении m_N в знаменателе получаем $x_F^{\max} > 1$. В этом случае x_F^{\max} показывает, во сколько раз минимальная фрагментирующая масса должна превышать массу нуклона, чтобы было возможным рождение частицы с измеренным значением $P_{c.m.\parallel}$. Подобная трактовка кумулятивного числа x_c как минимальной фрагментирующей массы (в единицах m_N) следует из ее определения. Соотношение (1) удобно для оценки величины x_c при условии $m_c \ll \sqrt{s}$. Различие значений x_F и x_c , которое определяется согласно [11, 12], невелико и быстро уменьшается с ростом энергии: $\Delta x_{F,c} \leq 8\%$ при $\sqrt{s} = 4$ ГэВ и $\leq 2\%$ при $\sqrt{s} = 8$ ГэВ ([13, Appendix A, B]).

В изучаемой нами реакции фрагментации дейтронов на нуклонах мишени с выходом пионов под углом θ :



переменная x_c определяется соотношениями

$$x_c = \frac{(p_N p_\pi) - m_\pi^2/2}{(p_d p_N) - (p_d p_\pi) - m_N^2} = \frac{2 E_\pi m_N - m_\pi^2}{E_d m_N - E_d E_\pi + \mathbf{P}_d \mathbf{P}_\pi - m_d m_N} < 2,$$

где p_i — 4-импульс частицы i ; m_i, E_i, \mathbf{P}_i — ее масса, полная энергия и 3-импульс (в лаб. системе) соответственно.

Мы подробно остановились на гипотезе предельной фрагментации, фейнмановском скейлинге, гипотезе кумулятивного эффекта и использовании скейлинговых переменных x_F и x_c , чтобы отметить общность подходов при изучении механизмов фрагментации нуклонов высоких энергий и фрагментации релятивистских ядер. Общим является выделение партонных механизмов и кварк-глюонных степеней свободы в нуклонах и ядрах. Кумулятивный эффект определяется обобществлением кварков в скоррелированных нуклонах ядер, флуктонах, импульсное распределение партонов в которых, характеризуемое переменной Бьеркена x_B [14], выходит за предельное значение $x_B = 1$, допустимое для свободных нуклонов. Кумулятивное число $x_c > 1$, как и переменная Бьеркена $x_B > 1$, является индикатором этого превышения*.

Независимость спектров кумулятивных частиц, рожденных с малым поперечным импульсом, от энергии взаимодействия и от типа пробника (h, l, γ) является аргументом в пользу доминирования спектаторного механизма рождения кумулятивной частицы, т. е. адронизации кварка-спектатора, образующегося при развале многокварковой конфигурации в ядре A , инициированном частицей-пробником h, l, γ :

$$h(l, \gamma) + A \rightarrow h_c + X. \quad (2)$$

Интенсивные исследования кумулятивных процессов в 1970-е и 1980-е гг. проводились А.М. Балдиным с сотрудниками на синхрофазотроне в Дубне [11, 12], Г.А. Лексиным с коллегами в ИТЭФ [15] и физиками в Беркли [16]. Все эксперименты, включая выполненные при более высоких энергиях в Серпухове [17] и FNAL [18, 19], подтвердили масштабнo-инвариантное поведение кумулятивных спектров, характерное для режима предельной фрагментации. При этом в соответствии с соотношением (1) форма спектров кумулятивных частиц с массой m_c , много меньшей энергии взаимодействия \sqrt{s} , слабо зависит в системе фрагментирующего ядра от выбора одной из переменных x_c, P_c или E_c . В опытах, выполненных

*В области очень больших передач 4-импульса q , когда значением масс частиц можно пренебречь, переменная x_c трансформируется в переменную Бьеркена x_B , характеризующую долю 4-импульса покоящегося в ядре нуклона, которую несет взаимодействующий партон в реакции глубоконеупругого рассеяния $e + A \rightarrow e' + X$ [10, 12]:

$$x_c = -\frac{\frac{1}{2}(p_e - p_{e'})^2}{(p_e p_N) - (p_N p_{e'})} = -\frac{q^2}{2(p_N q)} = x_B.$$

в Дубне, экспериментальные данные представлялись, как правило, в зависимости от инвариантной переменной x_c , которую удобно использовать как при фрагментации ядер мишени, так и при фрагментации релятивистских ядер. В данной работе будет использовано представление экспериментальных данных в зависимости от переменной x_c .

Один из альтернативных механизмов, способных дать количественные оценки для выхода кумулятивных частиц, основывается на нуклонной модели ядра и использовании импульсного приближения (ИП) (см. рис. 1).

В этом подходе нуклоны рассматриваются как квазисвободные частицы с импульсом внутреннего движения в ядре — ферми-импульсом. Рождение кумулятивного мезона становится возможным при этом в результате взаимодействия высокоимпульсного нуклона из фрагментирующего ядра с нуклоном мишени $NN \rightarrow NN\pi X$ (в дальнейшем упоминается как «прямой» механизм). Присутствие высокоимпульсной компоненты в ядре объясняется наличием короткодействующих малонуклонных корреляций (МНК) между двумя или более нуклонами [20, 21]. Импульс относительного движения в скоррелированной паре нуклонов увеличивается по мере уменьшения межунолонного расстояния r_{NN} и может достигать значений свыше 0,5 ГэВ/с при $r_{NN} < 0,4$ фм, т. е. при значительном перекрытии волновых функций нуклонов. Такая интерпретация МНК, в которой волновые функции нуклонов перекрываются и масса нуклонов становится неопределенной из-за схода с массовой поверхности при нарастании импульса относительного движения, плохо соотносится с картиной импульсного приближения, в которой нуклоны квазисвободны и их размеры и внутренняя структура игнорируются. Поэтому можно ожидать, что область успешного применения ИП ограничивается в основном приложением к ядерным реакциям, где внутренние импульсы не превышают 300 МэВ/с. Тем не менее попытки использовать ИП при более высоких внутренних импульсах оправдываются тем, что оно остается пока единственным доступным формализмом, дающим возможность получить, при задании волновой функции ядра, количественные предсказания для поведения наблюдаемых величин при фрагментации ядер.

Другим развиваемым подходом, основанным на концепции флуктонов, является модель многокварковых конфигураций (МКК) в ядрах. Она успешно применялась для интерпретации экспериментов по изучению кумулятивных реакций [22, 23]. Этот подход представляется более перспективным при исследовании флуктонов, поскольку в нем дается интерпретация их внутренней структуры в терминах кварковых степеней свободы в ядрах. Обоснованность МКК-подхода была подтверждена данными ЕМС-коллаборации [24], показавшими отличие кварк-партоновых структурных функций ядер от структурных функций свободных нуклонов. Слабая зависимость импульсных спектров кумулятивных частиц от энергии взаимодействия типа кумулятивных фрагментов (π, K, p) и типа частицы-пробника (h, l, γ) находит естественное

объяснение в рамках МКК-модели как результат спектаторного механизма образования кумулятивных частиц при развале флуктона.

Оба класса моделей, МНК и МКК, не могут успешно объяснить все известные особенности кумулятивных реакций. Так, в МКК-подходе трудно объяснить сильное превышение выхода протонов над выходом мезонов ($p/\pi \geq 10^2$) того же импульса в реакциях (2) [25]. МНК-модели связывают этот факт с большой вероятностью диссоциации флуктонов на нуклонные фрагменты. С другой стороны, ни одна нуклонная модель ядра не может объяснить примерное постоянство с ростом x_c отношений выхода частиц и античастиц ($K^+/K^-, \pi^-/\bar{p}$) в кумулятивных реакциях по сравнению с быстрым их изменением в NN -взаимодействиях с ростом инвариантной переменной x_F . В работе [26] эта особенность фрагментации флуктонов объясняется наличием более жесткого $q\bar{q}$ -моря во флуктонах (модель тяжелых многокварковых образований с использованием формализма кварк-глюонных струн). Во всех моделях, связанных с рассмотрением особенностей моря во флуктонах, отмечается необходимость получения более точных данных по выходу кумулятивных античастиц при фрагментации дейтронов.

Дейтрон как простейшее ядро предоставляет уникальную возможность для изучения свойств флуктона. Изучение структуры дейтрона с использованием всех видов пробников (электромагнитных, лептонных и адронных) имеет более чем полувековую историю. Однако детали структуры волновой функции дейтрона (ВФД) на малых расстояниях остаются неясными до сих пор. В рамках МКК-подхода при межнуклонных расстояниях, меньших размера нуклона ($r_{NN} < 0,7$ фм), структуру кора дейтрона можно исследовать как bq -конфигурацию с включением кварк-глюонных степеней свободы и использованием сведений о внутренней структуре нуклонов. Перспективность такого подхода отмечалась многими авторами уже на начальном этапе исследования кумулятивного эффекта [3–5, 27].

Изучение многокварковой конфигурации в дейтроне имеет очевидное преимущество перед изучением ее в ядрах, поскольку исключено искажающее действие окружающей ядерной среды на характеристики продуктов фрагментации МКК. Не исключены, однако, эффекты перерасеяния и поглощения на конститuentaх МКК после первичного взаимодействия. Это имеет место при использовании любых видов пробников.

Большая программа исследований структуры дейтрона на малых расстояниях (кора дейтрона) выполняется на высокоэнергетичных γ - и e -пучках, что обеспечивает приближение к условию точности пробника. При использовании адронных пробников это условие невыполнимо: сечение процесса зависит от структурных функций как мишени, так и снаряда, что намного усложняет интерпретацию результатов. Однако благодаря высокому сечению процессов сильных взаимодействий адронные пробники имеют неоспоримое преимущество, когда нужно продвинуться в область очень малых r_{NN} -расстояний.

Из-за быстрого падения сечений в кумулятивной области с ростом x_c сведения о структурных функциях ядер в этой области, полученные в глубоководном лептонном рассеянии, до недавнего времени были очень скудны. Данные были ограничены областью x_B до 1,2 в μC - [28] и νFe -рассеянии [29]. В то же время в реакции фрагментации дейтронов в кумулятивные пионы $dp \rightarrow \pi X$ импульсные спектры пионов были изучены до значения $x_c \simeq 1,8$, близкого к кинематическому пределу $x_c = 2$. Дополнительное преимущество, которое дает изучение дейтрона на малых расстояниях как многокварковой конфигурации, состоит в том, что спиновая структура ее имеет две компоненты с орбитальным моментом $L = 0$ и 2. Это открывает возможность изучить в перспективе роль орбитальной составляющей спина нуклона в формировании спиновой структуры кора дейтрона как pn -флуктона.

Изучение спиновой структуры флуктонов в ядрах с $A > 2$ является, по-видимому, задачей будущего. Но путь к ее решению будет, очевидно, связан с успехами в понимании структуры дейтрона как bq -флуктона с изотопическим спином 0. Недавние измерения, выполненные в Лаборатории им. Джефферсона (JLab) [30], показали, что в ядрах с $A > 4$ около 20% нуклонов входят в состав NN -флуктонов, из которых 90% находятся в изотопическом состоянии с $I = 0$, т.е. являются дейтроноподобными. Такой состав флуктонов определяется наличием тензорной компоненты в NN -потенциалах [31].

Возможность изучения спиновой структуры кора дейтрона в $\vec{d}A$ -взаимодействиях появилась, когда стали доступны пучки релятивистских поляризованных дейтронов с энергией свыше 1 ГэВ/нукл. В 1990-е гг. на ускорителях в Дубне (синхрофазотрон, $P_d \leq 9$ ГэВ/с) и Сакле («Сатурн-2», $P_d \leq 3,5$ ГэВ/с) были выполнены эксперименты по измерению тензорной анализирующей способности T_{20} в реакции стриппинга $A(\vec{d}, p)X$ [32–35] и в упругом рассеянии назад $p(\vec{d}, p)d$ [36, 37], а также по измерению передачи поляризации от дейтрона к протону $A(\vec{d}, \vec{p})X$ [38–40].

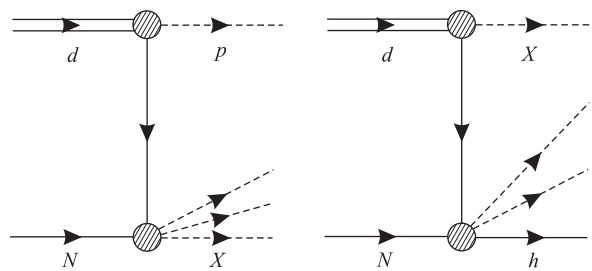


Рис. 1. Диаграммы импульсного приближения при фрагментации дейтрона на нуклоне $d + N \rightarrow h + X$. Слева — спектрометрическая диаграмма для реакции стриппинга $d + N \rightarrow p(0^\circ) + X$; справа — диаграмма для «прямого» механизма при фрагментации дейтрона в адрон $h = n, p, \pi, K, \dots$. Сплошные линии соответствуют наблюдаемым частицам

Предполагается, что в инклюзивных реакциях $A(\vec{d}, p)X$ и $A(\vec{d}, \vec{p})X$ доминирует спектаторная диаграмма (рис. 1), а в реакции $p(\vec{d}, p)d$ — диаграмма однонуклонного обмена. Применимость импульсного приближения для реакций такого типа выглядит обоснованной. Однако экспериментальные данные показывали согласованность с ИП-расчетами на основе стандартных ВФД [41–45] только при малых внутренних импульсах в дейтроне. На рис. 2 показаны данные по T_{20} для реакций $A(\vec{d}, p)X$ и $p(\vec{d}, p)d$ в зависимости от внутреннего импульса k , определяемого в динамике на световом фронте*. При значениях k свыше 0,3 ГэВ/с наблюдается расхождение с расчетами, возрастающее с увеличением k .

Для разных реакций различен характер отклонений, а значит, и степень вклада несектаторных диаграмм, не учитываемых в расчетах с двухвершинными диаграммами. Учет дополнительного вклада трехвершинных диаграмм (эффекты перерасеяния и поглощения, взаимодействия в конечном состоянии) позволяет улучшить описание данных до $k \simeq 0,6$ ГэВ/с [47, 48]. При больших k удастся описать часть данных феноменологическим введением bq -компоненты с параметрическим подбором величины bq -добавки в ВФД [47, 49].

Очевидная необходимость учета релятивистских эффектов при $k > 0,3$ ГэВ/с инициировала поиск адекватных форм учета релятивистских поправок. Однако введение дополнительных P -волновых компонент ВФД в рамках релятивистской нуклонной модели дейтрона [50–52] не устранило полностью расхождений с экспериментом. Учет возможного проявления 3-нуклонных сил при использовании нуклонного пробника для исследования сильнокоррелированной NN -системы не рассматривался.

На примере упомянутых теоретических работ видно, что использование импульсного приближения с ограничением на нуклон-мезонных степенях свободы в ядрах (NN -потенциалы типа [41–43, 45]) не позволяет добиться удовлетворительного описания процесса фрагментации поляризованных дейтронов на ядрах с испусканием кумулятивных нуклонных фрагментов. Это указы-

*При фрагментации релятивистских дейтронов измеряемый импульс нуклона-фрагмента P_p используется для определения внутреннего импульса в дейтроне k в соответствии с правилами динамики на световом фронте (см., например, [25, 46]):

$$k^2 = \frac{m_{\perp}^2}{4\alpha(1-\alpha)} - m_p^2, \quad m_{\perp}^2 = k_{\perp}^2 + m_p^2,$$

где k_{\perp} — поперечный импульс протона; $\alpha = (E_p + P_p)/(E_d + P_d)$ — переменная светового фронта, определяющая часть импульса дейтрона, уносимую протоном в системе бесконечного импульса (E_p, E_d — полные энергии протона и дейтрона). Импульс k используется при анализе релятивистских связанных состояний, в частности при построении релятивистских ВФД. До значений 0,2–0,3 ГэВ/с k близок по величине к внутреннему импульсу нуклонов в системе покоя дейтрона.

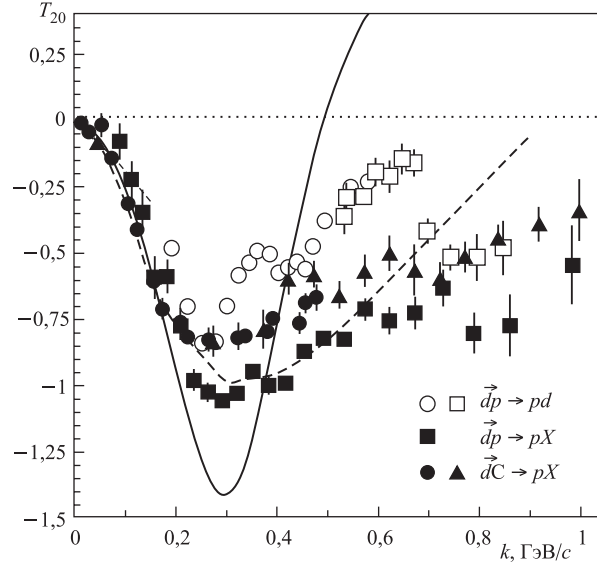


Рис. 2. Данные по тензорной анализирующей способности T_{20} в зависимости от внутреннего импульса k (ГэВ/с) для реакции развала дейтрона $\vec{d}A \rightarrow pX$ [32–34] на водородной и углеродной мишенях и для реакции упругого рассеяния назад $\vec{d}p \rightarrow pd$ [36, 37]. Сплошная кривая — расчет T_{20} при использовании импульсного приближения и парижской ВФД [41], расчетное поведение T_{20} одинаково для обеих реакций. Штриховая кривая — вычисление $T_{20}(k)$ для $\vec{d}A \rightarrow pX$ с учетом взаимодействий в конечном состоянии [47]

вает как на возможную неадекватность использования на малых расстояниях в дейтроне NN -потенциалов, полученных из опытов на свободных нуклонах, так и на значительный вклад вторичных процессов с участием нуклонного фрагмента, которые затрудняют получение информации об амплитуде первичного элементарного процесса, определяемой структурой pn -флуктона. Это также указывает на необходимость поиска теоретических и экспериментальных подходов для изучения спиновой структуры кора дейтрона с учетом его мультикварковой структуры и изучения реакций с выходом более адекватных фрагментов — мезонов, имеющих более простую, сравнительно с нуклонами, кварковую структуру и позволяющих также получать информацию о роли морских кварков в формировании флуктонов. В данной работе описана постановка экспериментов и представлены результаты, полученные на поляризованных пучках Лаборатории высоких энергий ОИЯИ при исследовании спиновых эффектов в реакции $A(\vec{d}, \pi)X$.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

1.1. Анализирующие способности в реакциях с фрагментацией поляризованных дейтронов $A(\vec{d}, h)X$. При описании поляризационных эффектов в реакциях с участием частицы со спином 1 используются поляризационные параметры, которые в зависимости от выбора координатного базиса выражаются через компоненты тензоров либо в сферическом [53], либо в декартовом [54] представлении. В соответствии с общепринятым соглашением (Мэдисонская конвенция [55]) в опытах с пучками поляризованных частиц система координат выбирается так, чтобы ось z совпадала с направлением пучка и ось y — с направлением нормали к плоскости реакции. В экспериментах с ускоренным пучком поляризованных дейтронов присутствует дополнительное условие: ось квантования спина перпендикулярна плоскости орбиты ускорителя и, следовательно, перпендикулярна направлению пучка. Если при проводке пучка до мишени это угловое соотношение сохраняется (z -проекция спина дейтрона равна нулю), то в зависимости сечения от поляризационных параметров зануляются члены, зависящие от z -проекции спина. В этом случае выражения для дифференциального сечения $\sigma(\theta, \phi)$ реакции с поляризованными дейтронами при использовании сферического и декартового представления поляризационных параметров соответственно имеют вид [56]

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \phi) = \sigma_0(\theta) & \left[1 + \sqrt{2}\rho_{10}iT_{11}(\theta)\cos\phi - \frac{1}{2}\rho_{20}T_{20}(\theta) - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{3}{2}}\rho_{20}T_{22}(\theta)\cos 2\phi \right], \\ \sigma(\theta, \phi) = \sigma_0(\theta) & \left[1 + \frac{3}{2}A_y(\theta)p_z\cos\phi + \right. \\ & \left. + \frac{1}{4}p_{zz}(A_{yy}(\theta)(1 + \cos 2\phi) + A_{xx}(\theta)(1 - \cos 2\phi)) \right]. \end{aligned}$$

Здесь $\sigma_0(\theta)$ — дифференциальное сечение для неполяризованных дейтронов; θ, ϕ — полярный и азимутальный углы вылета регистрируемой частицы (угол ϕ отсчитывается от плоскости, определяемой направлением импульса падающего дейтрона и направлением оси квантования его спина); параметры $\rho_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}}p_z$ и $\rho_{20} = \sqrt{\frac{1}{2}}p_{zz}$ связаны с векторной p_z и тензорной p_{zz} компонентами поляризации пучка в системе, где ось квантования совпадает с осью симметрии. Анализирующие способности в сферическом представлении (векторная iT_{11} и тензорные T_{20}, T_{22}) и в декартовом (векторная A_y и тензорные A_{xx}, A_{yy}) при указанном выборе системы координат связаны следующими выражениями:

$$A_y(\theta) = \frac{2}{\sqrt{3}}iT_{11}(\theta),$$

$$A_{xx}(\theta) = -\sqrt{2} \left[\frac{1}{2}T_{20}(\theta) - \sqrt{\frac{3}{2}}T_{22}(\theta) \right],$$

$$A_{yy}(\theta) = -\sqrt{2} \left[\frac{1}{2}T_{20}(\theta) + \sqrt{\frac{3}{2}}T_{22}(\theta) \right].$$

При наблюдении под нулевым углом ($\theta = 0^\circ$) T_{20} и A_{yy} связаны простым соотношением $T_{20} = -\sqrt{2}A_{yy}$, что облегчает сопоставление данных соответствующих экспериментов, где использованы разные представления. Если угол $\phi = 0$, как это имело место в нашем эксперименте (плоскость реакции компланарна с плоскостью орбиты), то выражение для сечения при различных знаках поляризации дейтронов ($\pm, 0$) имеет наиболее простой вид в декартовом представлении — в нем сохраняются только два члена с векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующими способностями:

$$\sigma^\pm(\theta) = \sigma_0(\theta) \left[1 + \frac{3}{2}A_y(\theta)p_z^\pm + \frac{1}{2}A_{yy}(\theta)p_{zz}^\pm \right].$$

A_y и A_{yy} в этом случае вычисляются через нормированные по интенсивности пучка дейтронов выходы частиц N^+, N^-, N^0 с использованием следующих соотношений:

$$A_y(\theta) = \frac{3}{2} \frac{p_{zz}^+(N^-/N^0 - 1) - p_{zz}^-(N^+/N^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}, \quad (3)$$

$$A_{yy}(\theta) = -2 \frac{p_z^+(N^-/N^0 - 1) - p_z^-(N^+/N^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}. \quad (4)$$

В наших опытах систематические погрешности измерений A_y и A_{yy} были обусловлены в основном точностью знания поляризации пучка и составляли $\simeq 5\%$.

1.2. Постановка эксперимента. Измерения проводились на пучке поляризованных дейтронов, выведенных из кольцевого ускорителя посредством системы медленного вывода (МВ), обеспечивающей равномерную интенсивность пучка с импульсом до 9 ГэВ/с в течение 0,5 с. При использовании криогенного источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС [57] типичная интенсивность выведенного пучка составляла $1,5 \cdot 10^9$ дейтронов за цикл ускорения (10 с). Источник ПОЛЯРИС может работать в режиме векторной или тензорной поляризации в зависимости от типа индуцированного высокочастотным полем перехода между уровнями сверхтонкой структуры дейтерия в магнитном поле. В источнике используется 4 типа ВЧ-переходов. Теоретические значения векторной p_z и тензорной p_{zz} поляризации дейтронов при

Таблица 1. Теоретические значения векторной p_z и тензорной p_{zz} поляризации дейтронов источника ПОЛЯРИС

ВЧ-переход	p_z	p_{zz}
1–4	$-2/3$	0
3–6	$+2/3$	0
2–6	$+1/3$	+1
3–5	$+1/3$	-1
ВЧ выкл.	0	0

отсутствии в атомарном пучке дейтерия примеси неполяризованных по спину электрона атомов представлены в табл. 1.

Измеренные типичные значения поляризации дейтронов при инжекции в кольцевой ускоритель в векторном и тензорном режиме работы источника: $p_z = 0,52 \pm 0,02$ и $p_{zz} = 0,75 \pm 0,05$. Положительное, нулевое и отрицательное значения поляризации (+, 0, -) в каждой моде циркулярно чередуются от цикла к циклу, что достигается соответствующим переключением ВЧ-переходов. В результате при усреднении за много циклов удается свести к минимуму погрешности, связанные с дрейфом величины поляризации каждого знака.

В импульсном источнике ПОЛЯРИС для формирования атомарного пучка и поддержания вакуума ($\simeq 10^{-7}$ мбар) используется процесс криооткачки: при введении очередной порции дейтерия его рассеянная часть вымораживается на поверхностях, имеющих температуру жидкого гелия (4,2 К). Здесь же осаждаются потоки фонового водорода и пары углеводородов, диффундирующие в источник из линейного ускорителя. При многосуточной работе источника наблюдается снижение уровня поляризации дейтронного пучка на 10–15%. Возможно, это связано с возгонкой и ионизацией вымороженных примесей.

Для контроля поляризации использовался набор поляриметров. Поляризация на выходе линейного ускорителя при энергии дейтронов 10 МэВ измерялась поляриметром LEP (Low Energy Polarimeter) с полупроводниковыми детекторами [58]. Векторная поляризация контролировалась по асимметрии выхода α -частиц в реакции упругого рассеяния $\vec{d} + {}^4\text{He}$, тензорная — по изменению сечения реакции $\vec{d} + {}^3\text{He} \rightarrow p(0^\circ) + {}^4\text{He}$. Для контрольных измерений поляризации дейтронов в канале МВ использовался двухплечевой поляриметр «Альфа» [59], измеряющий асимметрию в упругом рассеянии дейтронов на водороде на угол $7,5^\circ$ при импульсе дейтронов $P_d = 3,0$ ГэВ/с. Известные с хорошей точностью значения векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующих способностей в данной реакции [60] обеспечивают малую систематическую погрешность измерений векторной и тензорной поляризации пучка, $\Delta p_z = 0,03$ и $\Delta p_{zz} = 0,025$. Показания поляриметра до инжекции в кольце-

вой ускоритель и поляриметра в канале МВ находились в хорошем согласии. Это подтверждает отсутствие деполяризующих эффектов при ускорении дейтронов до импульса 9 ГэВ/с.

Для контроля величины векторной поляризации, усредненной по времени каждой экспозиции, использовался поляриметр с тонкой полиэтиленовой мишенью, измеряющий асимметрию квазиупругого pp -рассеяния [61]. Мишень CH_2 -поляриметра устанавливалась в один из промежуточных фокусов канала МВ до места расположения рабочей мишени. При работе источника ПОЛЯРИС в тензорной моде CH_2 -поляриметр использовался для измерения векторной компоненты p_z в пучке дейтронов, величина которой составляет около $1/3$ от p_{zz} (см. табл. 1). Это позволяло при измерениях выхода фрагментов под ненулевыми углами получать данные как по тензорной A_{yy} , так и по векторной A_y анализирующим способностям в соответствии с соотношениями (3) и (4).

Исследование спиновых эффектов в инклюзивных реакциях $\vec{d} + A \rightarrow (p, \pi) + X$ при углах выхода фрагментов до 180 мрад выполнялось с помощью фокусирующего спектрометра (рис. 3). Выведенный из ускорителя пучок дейтронов направлялся на мишень, расположенную в фокусе F_5 канала медленного вывода из синхрофазотрона. Частицы с заданным импульсом отбирались спектрометром, состоящим из набора диполей и квадруполей на трассе канала вторичных частиц 4В протяженностью ≈ 50 м.

При исследовании реакции $A(\vec{d}, \pi)X$ были использованы мишени трех типов: жидководородная, бериллиевая и углеродная ($A = 1, 9, 12$). Выбирая мишени, мы учитывали следующие обстоятельства. При исследовании структуры дейтрона через фрагментацию на нуклоне мишени желательнее использовать водородную мишень, чтобы избежать влияния процессов вторичных взаимодействий в ядрах мишени и перерасеяния в мишенях высокой плотности на характеристики фрагментов. С другой стороны, очень малые сечения кумулятивных реакций с выходом высокоимпульсных пионов вынуждают увеличивать толщину мишеней. Влияние атомного номера и толщины мишени было подробно изучено в инклюзивной кумулятивной реакции $A(\vec{d}, p)X$. Установлено, что A -зависимость тензорной анализирующей способности T_{20} проявляется при больших внутренних импульсах в дейтроне ($> 0,2$ ГэВ/с) и имеет заметное значение только для легких ядер в интервале A от 1 до 4 [32–34].

При замене водородной мишени на гелиевую T_{20} уменьшается на 20%. При дальнейшем увеличении атомного номера мишени ($A > 4$) A -зависимость проявляется слабо. Поскольку анализирующая способность определяется через отношение сечений $\sigma_{\text{pol}}/\sigma_{\text{unpol}}$, результат измерений мало меняется с увеличением толщины мишени Δ_M . С учетом слабых A - и Δ_M -зависимостей основные измерения спиновых эффектов в реакции $A(\vec{d}, \pi)X$ были выполнены с использованием бериллиевой мишени толщиной 36 г/см². Для кон-

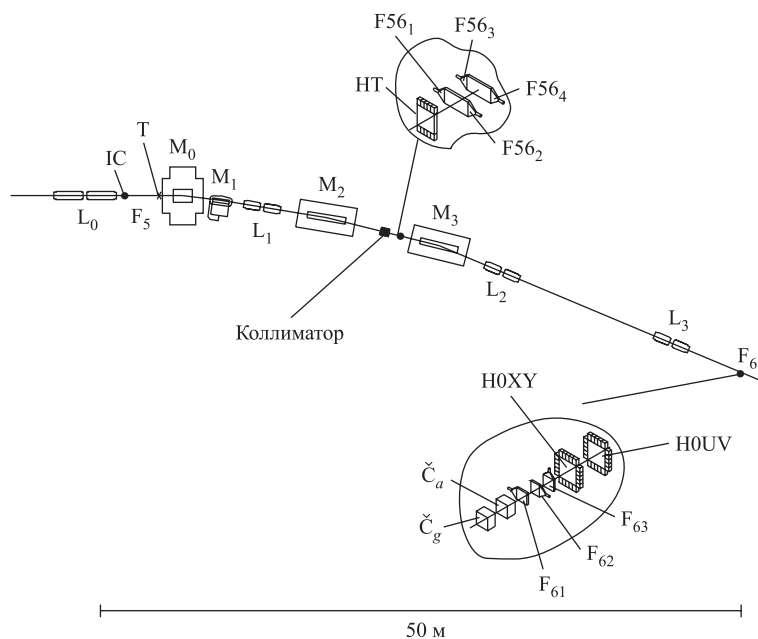


Рис. 3. Схема фокусирующего спектрометра на канале 4В (межфокусное расстояние от F_5 до $F_6 \simeq 50$ м): M_i и L_i — магниты и дуплеты квадрупольных линз; IC — ионизационная камера; T — мишень в фокусе F_5 канала медленного вывода; F_{61} , F_{62} , F_{63} — триггерные сцинтилляционные счетчики; F_{561-4} — сцинтилляционные счетчики в промежуточном фокусе за коллиматором; HT — сцинтилляционный годоскоп для времяпролетных измерений; H0XY и H0UV — годоскопы профиля пучка в фокусе F_6 ; \check{C}_g и \check{C}_a — газовый и аэрогелевый пороговые черенковские счетчики

трольных измерений были использованы жидководородная мишень размером 1 м (7 г/см^2) [62] и углеродная мишень толщиной 55 г/см^2 .

Размеры пучка по трассе канала МВ контролировались профилометрами (многопроволочные пропорциональные камеры). Типичные размеры пучка в фокусе F_5 составляли $\sigma_x = 4$ мм и $\sigma_y = 9$ мм. Головной объектив фокусирующего спектрометра (см. рис. 3), дуплет квадрупольных линз L_1 , находился на расстоянии 6 м от мишени, что ограничивало аксептанс спектрометра по полярному углу величиной ± 8 мрад. Аксептанс спектрометра по телесному углу составлял $\Delta\Omega \simeq 0,9 \cdot 10^{-3}$ ср. Для контроля размера и положения пучка в конечном фокусе F_6 использовались сцинтилляционные годоскопы H0XY, H0UV размером $16 \times 16 \text{ см}^2$ (по 16 элементов размером $16 \times 1 \text{ см}^2$ в каждой плоскости). При использовании толстых мишеней размеры пучка в F_6 составляли $\sigma_x \simeq \sigma_y = 20$ мм.

В рабочем диапазоне импульсов спектрометра от 1,5 до 6 ГэВ/с импульсный акцептанс равнялся в среднем $\Delta p/p \simeq 2\%$. Полный акцептанс $\Delta\Omega\Delta p/p$ менялся с изменением импульсной настройки канала. Его величина определялась для всех задаваемых значений импульса и типа частиц путем моделирования методом Монте-Карло с использованием программных пакетов BELIM [63] и GEANT3 [64]. При этом учитывались потери частиц в результате ядерного взаимодействия и многократного рассеяния в мишени и в веществе по трассе канала 4В. Для нестабильных частиц учитывались также потери, определяемые временем жизни.

Помимо измерений на поляриметрах, тензорная поляризация первичного пучка дейтронов периодически контролировалась непосредственно фокусирующим спектрометром с применением методики, основанной на использовании хорошо изученной тензорной анализирующей способности T_{20} реакции $A(\vec{d}, p)X$ при эмиссии протонов под нулевым углом. Ранее было показано [65], что при регистрации протонов с импульсом $P_p = \frac{2}{3}P_d$ анализирующая способность T_{20} равна $-0,82 \pm 0,04$ и не зависит от атомного номера мишени ($A > 4$) и от импульса дейтрона в диапазоне от 2,5 до 9,0 ГэВ/с.

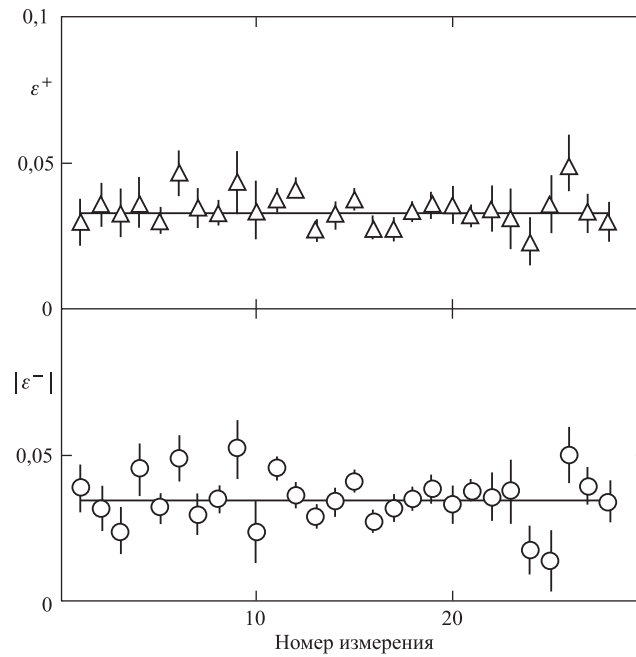


Рис. 4. Лево-правые асимметрии ϵ^{\pm} выхода протонов в реакции $\vec{d} + \text{CH}_2 \rightarrow p + X$, измеренные на пучке тензорно поляризованных дейтронов с помощью двухплечевого поляриметра [61]

При $\theta_p = 0^\circ$ и известном T_{20} тензорная поляризация пучка определяется простым соотношением

$$p_{zz}^\pm = \frac{2}{\sqrt{2}} T_{20} \left(1 - \frac{N^\pm}{N^0} \right),$$

где N^\pm и N^0 — нормированные выходы протонов, соответствующие определенной поляризации дейтронов.

Поляриметр с тонкой полиэтиленовой мишенью обеспечивал возможность непрерывного контроля векторной компоненты поляризации дейтро-

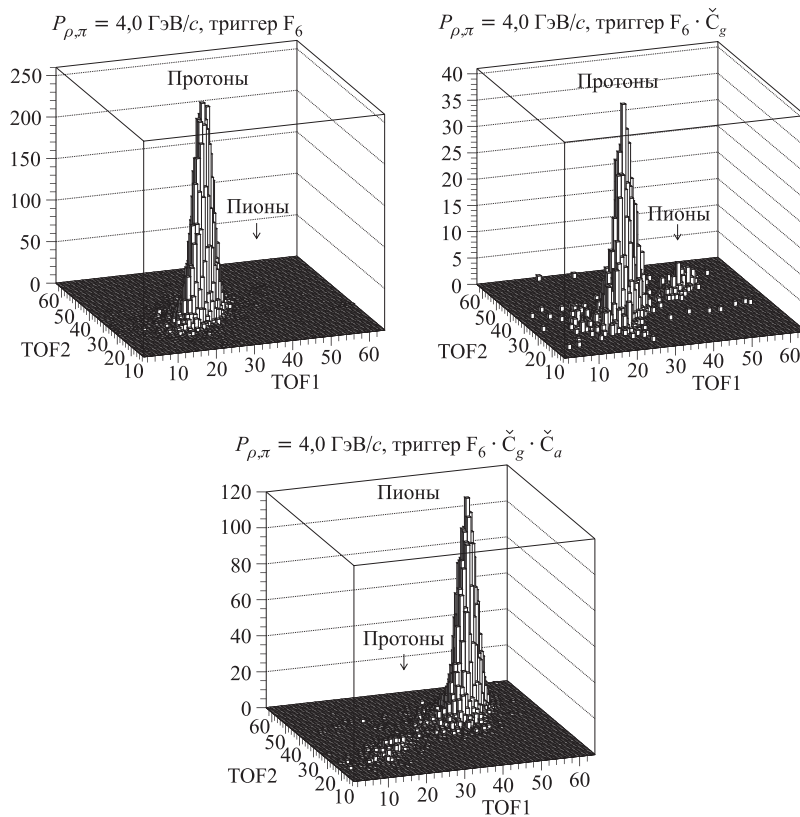


Рис. 5. Корреляционные времяпролетные спектры (TOF1, TOF2) для вторичных частиц с импульсом 4 ГэВ/с, вылетающих под углом 180 мрад при фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с. Показано изменение отношения протонов и пионов в спектрах при трех различных триггерных условиях. Слева использовано совпадение сигналов сцинтилляционных счетчиков $F_{61} \cdot F_{62} \cdot F_{63}$ (триггер F_6); справа — одновременное срабатывание счетчиков в фокусе F_6 и газового счетчика (триггер $F_6 \cdot \check{C}_g$); внизу — одновременное срабатывание счетчиков в фокусе F_6 , газового и аэрогелевого счетчиков (триггер $F_6 \cdot \check{C}_g \cdot \check{C}_a$)

нов. Величина поляризации вычислялась по асимметрии квазиупругого pp -рассеяния на угол 8° . На рис. 4 показаны результаты измерения лево-правой асимметрии pp -рассеяния при импульсе дейтронов 9 ГэВ/с за период около 3 сут [61]. Усредненные за этот период значения векторной компоненты для положительной и отрицательной тензорных мод работы источника составляли $p_z^+ = 0,275 \pm 0,016(\text{стат.}) \pm 0,014(\text{сист.})$ и $p_z^- = 0,287 \pm 0,016(\text{стат.}) \pm 0,014(\text{сист.})$.

Основным методом идентификации частиц, прошедших до финального фокуса F_6 спектрометра, была техника времени пролета. Сцинтилляционные счетчики $F56_i$, $F6_i$ (см. рис. 3) времяпролетной системы были размещены на двух базах — 27 и 21 м. Отбор событий с использованием корреляции двух времен пролета TOF1 и TOF2 позволял существенно подавить фон случайных совпадений. При настройке спектрометра на регистрацию отрицательно заряженных частиц времяпролетная техника позволяла надежно выделять пионы практически во всем рабочем диапазоне импульсов. Необходимость дополнительного использования пороговых черенковских счетчиков для селекции мезонов возникала при регистрации положительно заряженных частиц с импульсом свыше 3,0 ГэВ/с, поскольку количество протонов в пучке значительно превышало количество мезонов (при импульсе 4 ГэВ/с — на три порядка). Для подавления сигналов от протонов в схему триггера спектрометра вводились сигналы от черенковских счетчиков. Использовались счетчики двух типов: с газовым радиатором (N_2 , 10 атм) и аэрогелевым радиатором (SiO_2 , $n = 1,014$). Рис. 5 демонстрирует подавление протонов в корреляционном спектре при включении в схему отбора событий только счетчика с газовым наполнением и обоих счетчиков. Коэффициент подавления протонов составлял 200 и 3000 соответственно.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Анализирующие способности $T_{20}(\theta = 0)$, $A_{yy}(\theta \neq 0)$ и $A_y(\theta \neq 0)$ инклюзивной реакции $\vec{d} + A \rightarrow \pi(\theta) + X$ определялись в двух сериях измерений. Первая серия проводилась на пучке тензорно поляризованных дейтронов с импульсом $P_d = 9$ ГэВ/с, регистрировались пионы, вылетающие под нулевым углом ($\theta_\pi = 0$). Результаты этих измерений представлялись в виде зависимости тензорной анализирующей способности T_{20} от кумулятивной переменной x_c . Помимо зависимости от импульса пионов исследовались также зависимости T_{20} от атомного номера ядра мишени и знака пионов. Вторая серия измерений была выполнена при $\theta_\pi = 135$ и 180 мрад. Здесь помимо тензорной $A_{yy}(\theta)$ была измерена и векторная $A_y(\theta)$ анализирующая способность. Результаты этой серии представлялись в зависимости как от кумулятивной

переменной x_c , так и от поперечного импульса пионов P_t . Измерения в этой серии были выполнены только на бериллиевой мишени.

Результаты измерений сопоставлялись с расчетами, выполненными в ИП. Первые вычисления [13, 66] зависимости тензорной анализирующей способности реакции $\vec{d} + A \rightarrow \pi(0^\circ) + X$ от внутреннего импульса k были выполнены в предположении, что доминирующим является «прямой» механизм рождения кумулятивных пионов во взаимодействии нуклона из дейтрона с нуклоном из мишени $NN \rightarrow \pi NN$. Такой подход аналогичен использованию ИП для реакции $\vec{d} + A \rightarrow p + X$. Расчеты [13] показывали, что импульсная зависимость $T_{20}(k)$ в обеих реакциях должна быть подобной с характерным минимумом вблизи значения $k \simeq 0,3$ ГэВ/с (см. рис. 2). При больших значениях k , где причина нарастающего расхождения данных по T_{20} для процесса ($d \rightarrow p$) с ИП-расчетами пока однозначно не установлена, сравнение данных для обеих реакций могло бы помочь определить источник этих расхождений.

2.1. Анализирующая способность T_{20} процесса фрагментации поляризованных дейтронов в кумулятивные пионы при угле эмиссии пионов $\theta_\pi = 0^\circ$. Результаты измерений T_{20} в зависимости от кумулятивной переменной x_c представлены в табл. 2 и показаны на рис. 6. В предположении «прямого» механизма рождения пионов минимальный внутренний импульс k_{\min} , необходимый для рождения пиона с импульсом P_π в лаб. системе, однозначно связан с переменной x_c . В табл. 2 показано соответствие переменных P_π , x_c и k_{\min} .

Измерения зависимости $T_{20}(x_c)$ были выполнены в двух сериях. В первой из них [13] импульс пионов $P_\pi = 3,0$ ГэВ/с был фиксирован (настройка фокусирующего спектрометра по импульсу не менялась), а импульс ускоренных дейтронов варьировался так, чтобы перекрыть интервал значений x_c от 0,92 до 1,67. Поскольку детальные исследования импульсных спектров кумулятивных пионов показали, что эти спектры слабо зависят от атомного номера ядра мишени и практически не зависят от знака пионов [11], все измерения были сделаны с углеродной мишенью, а измерения для пионов разных знаков были выполнены только для двух значений x_c .

Выполненные измерения привели к неожиданному результату: полученные значения T_{20} оказались по знаку и величине несовместимыми с предсказаниями «прямого» механизма [13]. Возможной причиной такого расхождения могла быть недооценка вторичных взаимодействий пионов в ядре углерода. Во второй серии измерения выполнялись на мишенях с разными атомными номерами: углеродной, бериллиевой и жидководородной [62]. Кинематическая схема опыта была также изменена с целью устранения потерь времени на перестройку ускорителя на другое значение импульса ускоряемых дейтронов. Измерения были выполнены при одном значении $P_d = 9,0$ ГэВ/с, диапазон значений кумулятивной переменной x_c от 1,08 до 1,76 был перекрыт изменением импульсной настройки спектрометра от 3,5 до 5,3 ГэВ/с [67].

Таблица 2. Тензорная анализирующая способность T_{20} в реакции $\bar{d} + A \rightarrow \pi(0^+) + X$. x_c — кумулятивная переменная; δx_c — размер x_c -интервала, определяемого импульсным разрешением спектрометра и поглощением в мишени указанной толщины Δ_M . P_d, P_π — импульсы дейтрона и пиона в лаб. системе; k_{\min} — внутренний импульс (см. в тексте). Инвариантное сечение $\sigma_{\text{inv}} = E_\pi d\sigma/d^3P_\pi$ дано в мкб $\cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{нукл.}^{-1}$, неопределенность σ_{inv} оценена в 20%. Систематическая ошибка T_{20} обусловлена неопределенностью поляризации пучка

$P_d, \text{ГэВ}/c$	$P_\pi, \text{ГэВ}/c$	Мишень	$\Delta_M, \text{г}/\text{см}^2$	x_c	δx_c	$k_{\min}, \text{ГэВ}/c$	$T_{20} \pm \text{стат.} \pm \text{сист.}$	σ_{inv}
π^+ [13]								
9,0	3,0	C	50,4	0,92	$\pm 0,02$	—	$0,003 \pm 0,037 \pm 0,001$	—
7,4	3,0	C	50,4	1,23	$\pm 0,03$	0,154	$0,120 \pm 0,090 \pm 0,020$	—
π^- [13]								
9,0	3,0	C	50,4	0,92	$\pm 0,02$	—	$-0,002 \pm 0,046 \pm 0,001$	—
8,6	3,0	C	50,4	0,98	$\pm 0,02$	0,006	$-0,008 \pm 0,030 \pm 0,001$	—
7,4	3,0	C	50,4	1,23	$\pm 0,03$	0,154	$0,051 \pm 0,067 \pm 0,007$	—
7,0	3,0	C	50,4	1,35	$\pm 0,03$	0,224	$-0,043 \pm 0,080 \pm 0,006$	—
6,6	3,0	C	50,4	1,49	$\pm 0,03$	0,305	$0,210 \pm 0,110 \pm 0,030$	—
6,2	3,0	C	50,4	1,67	$\pm 0,04$	0,396	$0,017 \pm 0,138 \pm 0,002$	—
π^- [67]								
9,0	3,5	H	7,1	1,08	$\pm 0,03$	0,051	$0,064 \pm 0,059 \pm 0,004$	23,5
9,0	4,0	H	7,1	1,25	$\pm 0,03$	0,155	$0,048 \pm 0,047 \pm 0,003$	19,6
9,0	4,5	H	7,1	1,43	$\pm 0,04$	0,270	$0,120 \pm 0,058 \pm 0,008$	3,53
9,0	5,0	H	7,1	1,61	$\pm 0,04$	0,392	$0,158 \pm 0,098 \pm 0,010$	0,75
9,0	5,0	Be	36	1,63	$\pm 0,04$	0,396	$0,128 \pm 0,056 \pm 0,008$	6,59
9,0	5,3	C	55	1,76	$\pm 0,05$	0,520	$0,162 \pm 0,118 \pm 0,010$	1,81

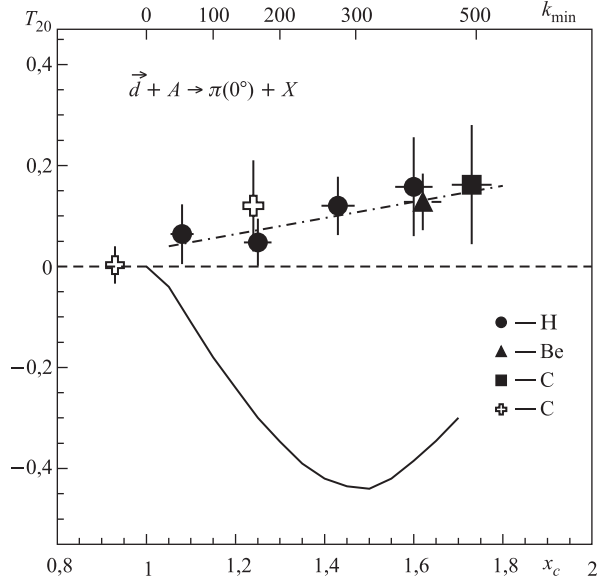


Рис. 6. Зависимость тензорной анализирующей способности T_{20} от кумулятивной переменной x_c при фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с в пионы $\vec{d} + A \rightarrow \pi(0^\circ) + X$: π^- — темные значки; π^+ — светлые кресты. Штриховая линия — аппроксимация данных линейной зависимостью ($\chi^2/n_f = 0,5$). Сплошная кривая — результат расчета T_{20} в рамках импульсного приближения [13] с использованием парижской ВФД [41]; k_{\min} — расчетное значение минимального внутреннего импульса (см. текст)

Новые измерения подтвердили слабую зависимость T_{20} от атомного номера мишени и монотонный ее рост при $x_c > 1$ с увеличением импульса пионов. Была очевидна невозможность описания данных в рамках «прямого» механизма, по крайней мере, без учета вклада трехвершинных диаграмм (взаимодействия в конечном состоянии).

2.2. Анализирующая способность A_{yy} реакции $\vec{d} + A \rightarrow \pi + X$ с вылетом пионов под ненулевыми углами. Ответственными за расхождение ИП-расчетов и данных, полученных при $\theta_\pi = 0^\circ$, могли быть механизмы перерасеяния или поглощения рожденного мезона вторым нуклоном дейтрона. Соответствующие трехвершинные диаграммы рассматривались в работе [47] при интерпретации данных по тензорной анализирующей способности T_{20} реакции развала дейтрона на ядрах $A(\vec{d}, p)X$. Оценки показали, что вклад этого механизма должен уменьшаться с ростом поперечного импульса пиона. Это могло быть проверено измерением тензорной анализирующей способности A_{yy} при ненулевых углах вылета пионов.

Таблица 3. Тензорная A_{yy} и векторная A_y анализирующие способности в реакции $\vec{d} + \text{Be} \rightarrow \pi(\theta) + X$ в зависимости от P_t и x_c [68]. Толщина мишени $\Delta_M = 36$ и 29 г/см^2 для $\theta = 135$ и 180 мрад соответственно

P_d , ГэВ/с	P_π , ГэВ/с	P_t , ГэВ/с	x_c	k_{\min}	A_{yy} \pm стат. \pm сист.	A_y \pm стат. \pm сист.
$\pi^-, \theta = 135 \text{ мрад}$						
9,0	2,50	0,366	$0,770 \pm 0,015$	—	$0,111 \pm 0,027 \pm 0,006$	$0,095 \pm 0,028 \pm 0,012$
9,0	3,00	0,404	$0,950 \pm 0,015$	—	$0,011 \pm 0,029 \pm 0,001$	$-0,060 \pm 0,026 \pm 0,007$
9,0	3,50	0,471	$1,130 \pm 0,015$	0,093	$-0,120 \pm 0,054 \pm 0,006$	$0,064 \pm 0,048 \pm 0,008$
9,0	4,00	0,538	$1,320 \pm 0,015$	0,215	$-0,266 \pm 0,078 \pm 0,013$	$-0,038 \pm 0,069 \pm 0,005$
9,0	4,50	0,606	$1,520 \pm 0,015$	0,348	$-0,314 \pm 0,092 \pm 0,016$	$-0,145 \pm 0,080 \pm 0,018$
$\pi^+, \theta = 180 \text{ мрад}$						
9,0	1,50	0,266	$0,446 \pm 0,015$	—	$-0,024 \pm 0,032 \pm 0,001$	$0,074 \pm 0,014 \pm 0,009$
9,0	2,00	0,354	$0,609 \pm 0,015$	—	$-0,052 \pm 0,034 \pm 0,002$	$0,015 \pm 0,011 \pm 0,002$
9,0	2,50	0,433	$0,781 \pm 0,015$	—	$0,020 \pm 0,034 \pm 0,001$	$0,046 \pm 0,011 \pm 0,006$
9,0	3,00	0,531	$0,964 \pm 0,015$	—	$-0,114 \pm 0,047 \pm 0,006$	$0,039 \pm 0,022 \pm 0,003$
9,0	3,50	0,618	$1,157 \pm 0,015$	0,117	$-0,150 \pm 0,060 \pm 0,008$	$-0,078 \pm 0,024 \pm 0,003$
9,0	4,00	0,708	$1,369 \pm 0,015$	0,250	$-0,438 \pm 0,080 \pm 0,022$	$-0,051 \pm 0,028 \pm 0,003$

Таблица 3. Продолжение

P_a , ГэВ/с	P_n , ГэВ/с	P_t , ГэВ/с	x_c	k_{\min}	$A_{yy} \pm \text{стат.} \pm \text{сист.}$	$A_y \pm \text{стат.} \pm \text{сист.}$
$\pi^-, \theta = 180$ мрад						
9,0	1,50	0,226	$0,446 \pm 0,015$	—	$0,056 \pm 0,030 \pm 0,003$	$0,127 \pm 0,015 \pm 0,002$
9,0	2,00	0,354	$0,609 \pm 0,015$	—	$0,005 \pm 0,032 \pm 0,001$	$-0,003 \pm 0,018 \pm 0,001$
9,0	2,50	0,433	$0,781 \pm 0,015$	—	$-0,065 \pm 0,028 \pm 0,003$	$0,049 \pm 0,013 \pm 0,006$
9,0	3,00	0,531	$0,964 \pm 0,015$	—	$-0,068 \pm 0,047 \pm 0,003$	$0,037 \pm 0,019 \pm 0,005$
9,0	3,50	0,618	$1,157 \pm 0,015$	0,117	$-0,148 \pm 0,067 \pm 0,007$	$-0,012 \pm 0,022 \pm 0,003$
9,0	4,00	0,708	$1,369 \pm 0,015$	0,250	$-0,377 \pm 0,071 \pm 0,019$	$0,004 \pm 0,027 \pm 0,001$
9,0	4,50	0,786	$1,580 \pm 0,015$	0,395	$-0,334 \pm 0,105 \pm 0,017$	—
$\pi^-, \theta = 180$ мрад						
5,0	1,45	0,258	$1,043 \pm 0,015$	0,064	$-0,010 \pm 0,052 \pm 0,001$	—
5,0	1,60	0,284	$1,180 \pm 0,015$	0,117	$0,005 \pm 0,054 \pm 0,001$	—
5,0	1,80	0,319	$1,370 \pm 0,015$	0,224	$-0,103 \pm 0,082 \pm 0,005$	—
5,0	2,00	0,354	$1,570 \pm 0,015$	0,316	$-0,107 \pm 0,073 \pm 0,005$	—
5,0	2,10	0,372	$1,680 \pm 0,015$	0,373	$-0,135 \pm 0,107 \pm 0,007$	—
$\pi^-, \theta = 0$ мрад						
5,0	1,45	0,0	$0,990 \pm 0,015$	0,045	$0,070 \pm 0,053 \pm 0,003$	—
5,0	1,60	0,0	$1,120 \pm 0,015$	0,107	$0,067 \pm 0,065 \pm 0,003$	—
5,0	1,70	0,0	$1,205 \pm 0,015$	0,149	$0,103 \pm 0,066 \pm 0,005$	—
5,0	1,80	0,0	$1,290 \pm 0,015$	0,171	$0,096 \pm 0,047 \pm 0,005$	—
5,0	2,00	0,0	$1,470 \pm 0,015$	0,276	$0,054 \pm 0,070 \pm 0,003$	—
5,0	2,10	0,0	$1,566 \pm 0,015$	0,324	$0,035 \pm 0,058 \pm 0,002$	—

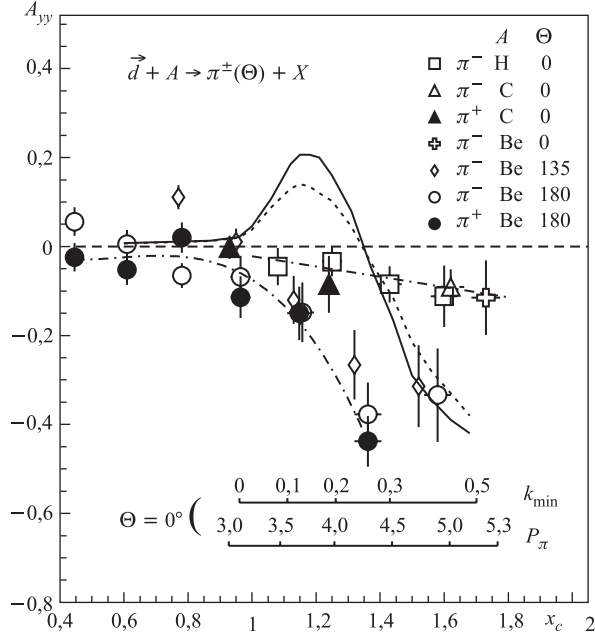


Рис. 7. Анализирующая способность $A_{yy}(x_c)$ при фрагментации тензорно поляризованных дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на H-, Be- и C-мишенях при углах выхода пионов $\theta_\pi = 0, 135, 180$ мрад. Для $\theta_\pi = 0$ приведены значения импульсов пионов P_π (ГэВ/с) и минимальных внутренних импульсов нуклонов в дейтронах k_{\min} при «прямом» механизме рождения пионов ($NN \rightarrow \pi NN$). Сплошная и штриховая кривые — расчеты в рамках релятивистского ИП с использованием схемы минимальной релятивизации [52] с ВФД Рейда [42] для $\theta_\pi = 0$ и 180 мрад соответственно. Штрихпунктирные кривые — полиномиальные аппроксимации данных для $\theta_{\pi^\pm}(0)$ и $\theta_{\pi^+}(180 \text{ мрад})$

Соответствующие измерения [68, 69] были выполнены на тензорно поляризованном пучке дейтронов с импульсом 9,0 ГэВ/с при углах вылета пионов $\theta = 135$ и 180 мрад. Был перекрыт широкий диапазон импульсов пионов P_π от 1,5 до 4,5 ГэВ/с, чтобы сравнить поведение A_{yy} в кумулятивной ($x_c > 1$, $P_\pi > 3,1$ ГэВ/с) и некумулятивной ($x_c < 1$) областях. В некумулятивной области доминирует рождение пионов на квазисвободных нуклонах дейтрона, когда межнуклонные расстояния относительно велики и вклад D -волновой компоненты в волновую функцию дейтрона мал. Поскольку тензорные эффекты определяются присутствием D -волны в ВФД, то в области $x_c < 1$ они должны быть малы. Результаты измерений представлены в табл. 3 и на рис. 7. В некумулятивной области значения A_{yy} действительно малы и близки по величине к наблюдаемым при нулевом угле вылета пионов. В кумулятивной

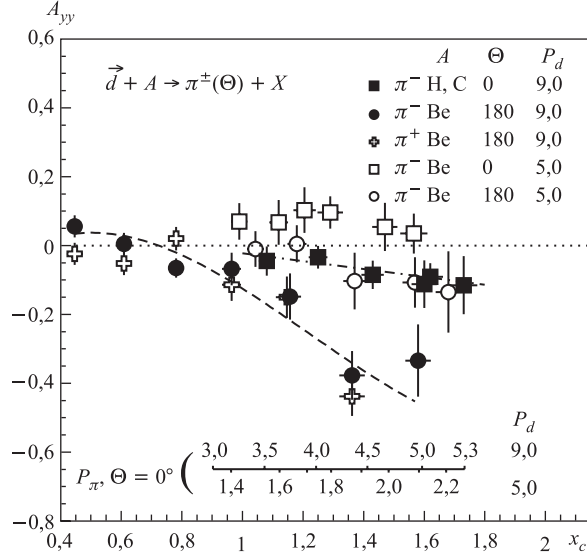


Рис. 8. Анализирующая способность $A_{yy}(x_c)$ для углов выхода пионов $\theta = 0$ и 180 мрад при двух различных импульсах дейтронов $P_d = 5$ и 9 ГэВ/с. Встроенная шкала показывает соответствие x_c и значений импульсов пионов P_π (ГэВ/с) при $\theta = 0$ и двух значениях P_d . Кривые — полиномиальные аппроксимации $A_{yy}(x_c)$ для $P_d = 9$ ГэВ/с при $\theta_\pi = 0$ и 180 мрад

области тензорная анализирующая способность, оставаясь отрицательной, растет по величине с увеличением поперечного импульса пионов. Зависимости $A_{yy}(x_c)$ для пионов обоих знаков подобны.

Экспериментально установлено, что инвариантные сечения рождения кумулятивных пионов $\sigma_{inv} \equiv E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ в протон-ядерных взаимодействиях $(A(p, \pi)X)$ зависят в основном от кумулятивной переменной и слабо зависят от энергии пучка E_b , начиная с $E_b \geq 3-4$ ГэВ [10, 11, 17]. Если такая же закономерность выполняется и для поляризационных наблюдаемых, то анализирующие способности, в частности $A_{yy}(x_c)$, должны слабо зависеть от импульса дейтронов при фиксированном значении x_c . Чтобы исследовать зависимость от импульса фрагментирующего дейтрона, измерение A_{yy} было выполнено при более низком импульсе дейтронов $P_d = 5,0$ ГэВ/с и углах $\theta_\pi = 0$ и 180 мрад [70, 71].

Результаты измерений A_{yy} при $P_d = 5,0$ ГэВ/с представлены в табл. 3. Зависимости $A_{yy}(x_c)$ для $\theta_\pi = 0$ и 180 мрад при импульсах дейтронов $5,0$ и $9,0$ ГэВ/с сопоставляются на рис. 8. Для $\theta_\pi = 0$ при малой величине тензорной анализирующей способности ее x_c -зависимости при $5,0$ и $9,0$ ГэВ/с

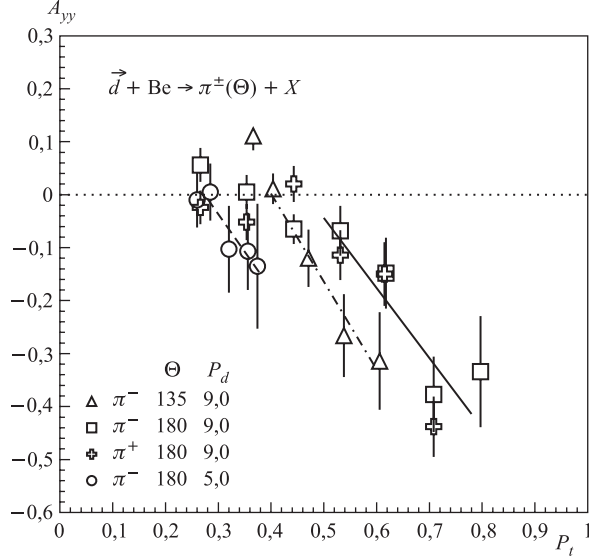


Рис. 9. Зависимость тензорной анализирующей способности A_{yy} от поперечного импульса пионов P_t (ГэВ/с). В кумулятивной области ($x > 1$) $A_{yy}(P_t)$ аппроксимируется линейной зависимостью $A_{yy} = a_i + b_i P_t$ с близким параметром наклона $b_i \simeq 1,5$ для различных импульсов дейтронов P_d (ГэВ/с) и углов выхода пионов θ (град): сплошная кривая — $P_d = 9$ ГэВ/с, $\theta = 180$ град; штрих-пунктирная — $P_d = 9$ ГэВ/с, $\theta = 135$ град; штриховая — $P_d = 5$ ГэВ/с, $\theta = 180$ град

все же существенно различаются. В этом интервале импульсов дейтронов A_{yy} меняет знак. При $\theta_\pi = 180$ град знак A_{yy} сохраняется, а величина ее скоррелирована со значением поперечного импульса P_t пионов. Зависимость A_{yy} от P_t показана на рис. 9. Выше порогового значения $P_t^{\text{th}} \simeq 0,4$ ГэВ/с зависимость $A_{yy}(P_t)$ может быть аппроксимирована линейной зависимостью $A_{yy} = a + bP_t$ с параметром наклона $b \simeq 1,5$. При сравнении зависимости A_{yy} от переменной x_c , которая скоррелирована с межнуклонными расстояниями в дейтроне, и от поперечного импульса P_t , который связан с поперечной составляющей относительного движения конститuentов в дейтроне, явно доминирует зависимость A_{yy} от P_t .

2.3. Векторная анализирующая способность A_y реакции $\vec{p} + A \rightarrow \pi + X$ с векторно поляризованными дейтронами. Измерение односпиновых левых асимметрий A_y при фрагментации векторно поляризованных протонов высоких энергий в мезоны $\vec{p} \rightarrow \pi^\pm$ [72, 73] выявило две характерные особенности: а) пороговый характер спиновых эффектов: $|A_y|$ монотонно возрастает, начиная с некоторых значений фейнмановской переменной x_F ($\simeq 0,5$)

и поперечного импульса пионов P_t ($\simeq 0,5$ ГэВ/с); б) корреляцию знака A_y со знаком пиона. Эта знаковая корреляция естественно объясняется в рамках кварк-партонного механизма рождения пионов. В $\vec{p}p$ -взаимодействии пионы, рожденные в области фрагментации поляризованного протона, формируются в результате адронизации одного из лидирующих валентных кварков $u \rightarrow \pi^+$, $d \rightarrow \pi^-$. Для π^+ -мезонов $A_y > 0$, поскольку в протоне направление спина u -кварка совпадает с направлением спина протона, для π^- -мезона $A_y < 0$ в соответствии с обратным направлением спина d -кварка. Пороговый эффект в $A_y(x_F, P_t)$ -зависимостях может быть связан с доминирующей ролью орбитального момента кварков с большими x в формировании спина нуклона [72].

Исходя из партонного механизма формирования высокоимпульсных пионов, можно сделать следующие качественные предсказания. Дейтрон является нуклонной парой с нулевым изоспином и с равным количеством u - и d -кварков ($3u, 3d$). Поскольку pn -пара в дейтроне находится в триплетном состоянии, то при предполагаемой корреляции спинов протона и нейтрона со спинами составляющих кварков $p \uparrow (u \uparrow, u \uparrow, d \downarrow)$, $n \uparrow (d \uparrow, d \uparrow, u \downarrow)$ четыре кварка из шести, $2u$ и $2d$, будут компенсировать друг друга при формировании лево-правых потоков пионов, а остальные два кварка, u и d , имеющие одинаковое направление спина (\uparrow), будут формировать π^+ - и π^- -мезоны с одинаковым знаком асимметрии $A_y(\vec{d} \rightarrow \pi^\pm) \simeq \frac{1}{3}A_y(\vec{p} \rightarrow \pi^+)$.

При переходе в кумулятивную область ($x_c > 1$), где по мере роста кумулятивного числа x_c начинает доминировать D -волновая компонента с ориентацией спинов протона и нейтрона, противоположной спину дейтрона, знак A_y должен меняться, т. е. становится отрицательным.

Первая оценка величины и импульсной зависимости A_y в реакции $\vec{d} + \text{Be} \rightarrow \pi^-(\theta) + X$ при $\theta = 135$ мрад была получена на тензорно поляризованном пучке дейтронов с импульсом $P_d = 9,0$ ГэВ/с. Для этого использовалась примесь векторной компоненты в пучке (см. табл. 1), которая по данным СН₂-поляриметра при усреднении по времени измерений составляла $p_z = 0,258 \pm 0,018$ (стат.). Разделение вклада векторной и тензорной компонент при вычислении A_y упрощается тем обстоятельством, что знак p_z не меняется при смене знака тензорной поляризации p_{zz} (см. табл. 1). Несмотря на относительно невысокую точность измерений ($\delta A_y = 0,03-0,08$) из-за малой величины векторной компоненты поляризации дейтронов, измерения при $\theta = 135$ мрад выявили основной характер поведения $A_y(x_c)$ (см. рис. 10): с ростом импульса пионов при изменении значений кумулятивной переменной x_c от 0,8 до 1,5 A_y уменьшается от уровня $\simeq 0,1$ до $\simeq -0,1$ со сменой знака при переходе в кумулятивную область.

Более точные измерения A_y с пионами обоих знаков [74, 75] были выполнены на векторно поляризованном пучке дейтронов, получаемом при перестройке источника ионов на чисто векторную моду поляризации (см. табл. 1,

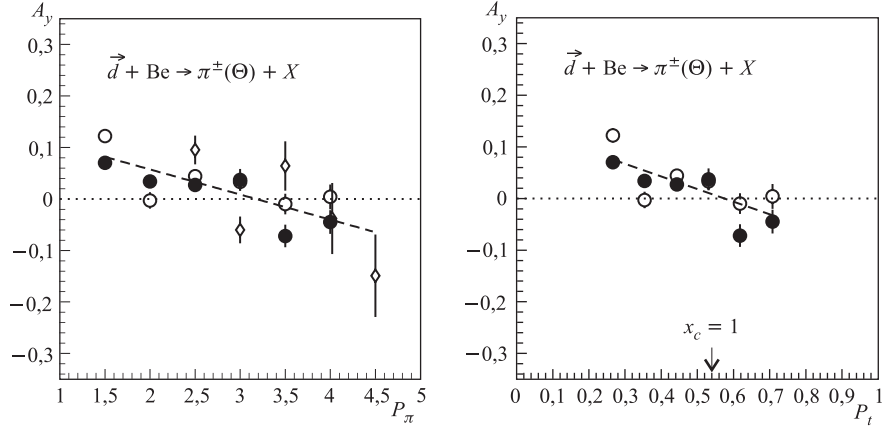


Рис. 10. Векторная анализирующая способность A_y в зависимости от полного P_π (ГэВ/с) и поперечного P_t (ГэВ/с) импульсов пионов при фрагментации векторно поляризованных дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с: \bullet — π^+ ; \circ — π^- , $\theta = 180$ мрад; \diamond — π^- , $\theta = 135$ мрад. Линейные аппроксимации P_π - и P_t -зависимостей по всей совокупности точек показаны штриховыми линиями, смена знака A_y наблюдается на границе кумулятивной области ($x_c \simeq 1$)

ВЧ-переходы 1–4, 3–6). В сеансе с векторно поляризованным пучком поляризация p_z периодически контролировалась LEP-поляриметром. Обработка данных поляриметра за весь период измерений ($\simeq 60$ ч) позволила аппроксимировать дрейф во времени $p_z^\pm(T)$ линейными по T (ч) соотношениями:

$$p_z^+ = (0,550 \pm 0,029) - (0,0016 \pm 0,0012)T,$$

$$p_z^- = (0,457 \pm 0,016) - (0,0017 \pm 0,0007)T.$$

Результаты измерений при шести значениях импульсов π^\pm представлены на рис. 10 и в табл. 3. Суммируя данные по поведению $A_y(x_c)$ для π^+ - и π^- -мезонов, можно заключить, что векторная анализирующая способность реакции $\vec{d} \rightarrow \pi$ ведет себя в соответствии с ожиданиями, следующими из спиновой комбинаторики для кварков в pn -системе с изотопическим спином $I = 0$, и в соответствии с изменением соотношения вкладов S - и D -волн в ВФД при уменьшении межнуклонного расстояния: 1) A_y имеет одинаковый знак для π^+ - и π^- -мезонов; 2) величина $|A_y|$ при фрагментации дейтронов $\vec{d} \rightarrow \pi$ значительно меньше, чем при фрагментации нуклонов $\vec{p} \rightarrow \pi$; 3) A_y монотонно уменьшается с увеличением импульса пионов, изменяясь от положительных значений к отрицательным при переходе из некумулятивной области ($x_c < 1$) в кумулятивную ($x_c > 1$), где начинает доминировать вклад D -волны.

Следует отметить, что в случае реакции $\vec{d} \rightarrow \pi$ не наблюдается характерное для процесса $\vec{p} \rightarrow \pi$ пороговое поведение односпиновых асимметрий A_y , а именно быстрый рост $|A_y|$ при $P_t > P_t^{\text{th}} \simeq 0,5$ ГэВ/с. При кинематических условиях данного эксперимента поперечный импульс пионов $P_t \simeq 0,5$ ГэВ/с совпадает с границей перехода в кумулятивный режим и местом изменения знака A_y . Безусловно, представляется важным дальнейшее изучение поведения A_y с большей точностью и при больших значениях P_t и x_c , чем достигнутые в данном эксперименте, чтобы проникнуть в область более высоких внутренних импульсов в дейтроне при большем перекрытии волновых функций нуклонов, где проявление кварковых степеней свободы в двухнуклонном кластере должно усилиться.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование инклюзивной реакции $\vec{d} + A \rightarrow \pi^\pm(\theta) + X$, выполненное в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в рамках эксперимента PIKASO (Pion and Kaon Spin Observables) на пучке поляризованных дейтронов с импульсом до $P_d = 9$ ГэВ/с, показало следующее.

1) При $P_d = 9$ ГэВ/с, $\theta_\pi = 0^\circ$ в области импульсов пионов от 3,5 до 5,3 ГэВ/с ($1,08 \leq x_c \leq 1,76$) тензорная анализирующая способность T_{20} монотонно растет от 0,06 до 0,16. Величина T_{20} слабо зависит от атомного номера мишени ($A = 1, 9, 12$) и знака пионов. Такое поведение T_{20} противоречит по знаку и величине расчетам, выполненным в рамках ИП в предположении, что определяющий вклад дает элементарный процесс $NN \rightarrow NN\pi$.

2) При $P_d = 9$ ГэВ/с в области импульсов пионов P_π от 1,5 до 4,5 ГэВ/с ($0,5 \leq x_c \leq 1,58$) тензорная анализирующая способность A_{yy} при углах выхода пионов $\theta_\pi = 135, 180$ мрад показывает пороговое поведение в шкале поперечных импульсов пионов P_t : A_{yy} монотонно уменьшается от значений, близких к 0, до $-0,4$ в интервале P_t от 0,4 до 0,8 ГэВ/с.

3) При $P_d = 5$ ГэВ/с, $\theta_\pi = 180$ мрад изменение A_{yy} с увеличением x_c незначительно: $A_{yy} = -0,135$ при $P_t = 0,37$ и $x_c = 1,7$. Это можно объяснить малым превышением поперечного импульса над пороговым значением $\sim 0,3$ ГэВ/с. Слабая зависимость A_{yy} от x_c указывает на то, что при партонном механизме образования кумулятивных пионов на флуктоне тензорная анализирующая способность слабо зависит от величины бьеркеновской переменной x_B (т. е. от продольного импульса партона). Доминирование P_t -зависимости указывает на то, что тензорный эффект может быть связан с орбитальным движением конститuentов кора дейтрона в состоянии с $L = 2$ (D -волна).

4) Лево-правая асимметрия A_y при фрагментации векторно поляризованных дейтронов в пионы ($P_d = 9$ ГэВ/с, $\theta_\pi = 135, 180$ мрад) была измерена в диапазоне кинематических переменных $1,5 \leq P_\pi \leq 4,5$ ГэВ/с,

$0,26 \leq P_t^\pi \leq 0,72$ ГэВ/с. Установлено, что величина A_y мала и монотонно меняется от $A_y \simeq +0,1$ до $A_y \simeq -0,1$ в интервале кумулятивной переменной $0,26 \leq x_c \leq 1,5$ с пересечением нуля при $x_c \simeq 1$. Малая величина A_y объясняется нулевым изотопическим спином дейтрона, поскольку при равенстве числа u - и d -кварков в дейтроне их спиновые вклады в значительной степени компенсируют друг друга (аналогичный эффект имеет место при измерении спиновых структурных функций в глубоконеупругом $e\vec{d}$ -рассеянии). Изменение знака при переходе от $x_c < 1$ к $x_c > 1$ связано с доминированием D -волны в области кора дейтрона ($x_c > 1$), поскольку направление спинов протона и нейтрона в D -волне противоположно их направлению в S -волне.

Таким образом, поведение спиновых наблюдаемых в реакции фрагментации дейтронов $\vec{d} \rightarrow \pi^\pm$ убеждает в том, что объяснение тензорных эффектов в кумулятивном рождении мезонов на дейтроне должно основываться на рассмотрении кора дейтрона как многокварковой системы с учетом ее спиновой структуры.

Установленные в данной работе особенности спиновых эффектов показывают, что в кумулятивном процессе $A(\vec{d}, \pi)X$ возможно получение доступа к информации о спиновой структуре флуктонов на уровне кварк-глюонных степеней свободы. Актуально изучение фрагментации при значениях $P_t > 0,7$ ГэВ/с с возможным выходом $A_{yy}(P_t)$ на режим насыщения. Это должно принести дополнительную информацию о связи механизма фрагментации с орбитальным моментом pn -флуктона. Информация об особенностях странной и морской кварковых компонент в pn -флуктоне и их роли в формировании его спиновой структуры может быть получена при изучении фрагментации поляризованных дейтронов с испусканием кумулятивных K^\pm -мезонов и векторных мезонов. Расширение программы исследований в этих направлениях и успешное ее выполнение связано с перспективой увеличения интенсивности поляризованных пучков на ускорительном комплексе ЛФВЭ ОИЯИ.

Благодарности. Авторы благодарят персонал ускорительного комплекса Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, сотрудников отдела пучков и группу источника поляризованных ионов ПОЛЯРИС за обеспечение условий для успешного проведения измерений на пучках поляризованных дейтронов. Авторы признательны коллективам физиков университетов г. Нагоя и Миязаки, руководимым профессорами Н. Хорикава, С. Фукуи и Т. Хасегава, за плодотворное сотрудничество при выполнении программы физических исследований на синхрофазотроне ОИЯИ. Авторы благодарят профессоров В. В. Бурова, В. К. Лукьянова, А. В. Ефремова, А. П. Кобушкина и Г. И. Лыкасова за полезные дискуссии по физике кумулятивных процессов и обсуждение экспериментальных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 06-02-16842).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Ажгирей и др., ЖЭТФ **33**, 1135 (1957).
2. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1296 (1957).
3. E. Lehman, Phys. Lett. B **62**, 296 (1976).
4. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Lett. B **65**, 51 (1976).
5. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Lett. B **76**, 285 (1978).
6. А. М. Балдин, Краткие сообщения по физике **1**, 35 (1971).
7. J. Benecke *et al.*, Phys. Rev. **188**, 2159 (1969).
8. R. P. Feinman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1311 (1969).
9. В. И. Гольданский, Ю. П. Никитин и И. Л. Розенталь // Кинематические методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1987.
10. А. М. Baldin *et al.*, JINR Communication E1-82-472 (1982).
11. В. С. Ставинский, ЭЧАЯ **10**, 949 (1979).
12. А. М. Baldin, Nucl. Phys. A **434**, 695 (1985).
13. S. Afanasiev *et al.*, Nucl. Phys. A **625**, 817 (1997).
14. J. D. Bjorken, Phys. Rev. **139**, 1547 (1969).
15. Ю. Д. Баюков и др., Ядерная физика **20**, 59 (1974).
16. E. Moeller *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 1246 (1983).
17. И. М. Беляев и др., Ядерная физика **56**, 135 (1989).
18. S. Frankel *et al.*, Phys. Rev. C **20**, 2257 (1979).
19. N. A. Nikiforov *et al.*, Phys. Rev. C **22**, 700 (1980).
20. М. И. Стрикман и Л. Л. Франкфурт, ЭЧАЯ **11**, 551 (1980).
21. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Rep. **160**, 235 (1988).
22. В. К. Лукьянов и А. И. Титов, ЭЧАЯ **10**, 815 (1979).
23. В. В. Буров, В. К. Лукьянов и А. И. Титов, ЭЧАЯ **15**, 1249 (1984).
24. By European Muon Collaboration, Phys. Lett. B **123**, 275 (1983).
25. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Rep. **76**, 215 (1981).
26. А. В. Ефремов и др., Ядерная физика **57**, 932 (1994).
27. В. К. Лукьянов, Б. Л. Резник и А. И. Титов, Сообщение ОИЯИ P2-12754 (1979).
28. BCDMS Collaboration, JINR Preprint E1-93-133 (1993).
29. CCFR Collaboration. Phys. Rev. D **61**, 052003 (2000).
30. K. S. Egiyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 082501 (2006).
31. R. Schiavilla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 132501 (2007).
32. T. Aono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4997 (1995).
33. L. S. Azhgirey *et al.*, Phys. Lett. **B387**, 37 (1996).
34. C. F. Perdrisat, Phys. Rev. Lett. **59**, 2840 (1987).
35. V. Punjabi *et al.*, Phys. Rev. C **39**, 608 (1989).
36. V. Punjabi *et al.*, Phys. Lett. B **350**, 178 (1995).

37. L. S. Azhgirey *et al.*, Phys. Lett. B **391**, 22 (1997).
38. A. A. Nomofilov *et al.*, Phys. Lett. B **325**, 327 (1994).
39. B. Kuehn *et al.*, Phys. Lett. B, **334**, 298 (1994).
40. N. E. Cheung *et al.*, Phys. Lett. B, **284**, 210 (1994).
41. M. Lacombe *et al.*, Phys. Lett. B **101**, 139 (1981).
42. R. V. Reid, Ann. Phys. (N. Y.) **50**, 411 (1968).
43. R. Machleidt, K. Holinde, and Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).
44. R. Machleidt *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
45. V. G. J. Stoks *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
46. A. P. Kobushkin and L. Vizireva, J. Phys. G **8**, 893 (1982).
47. Г. И. Лыкасов, ЭЧАЯ **24**, 140 (1993).
48. A. P. Kobushkin, Phys. Lett. B, **421**, 53 (1998).
49. А. П. Кобушкин, Ядерная физика **62**, 1213 (1999).
50. L. P. Kaptari *et al.*, Phys. Lett. B, **404**, 8 (1997).
51. W. W. Buck and F. Gross, Phys. Rev. D, **20**, 2361 (1979).
52. A. Yu. Illarionov, A. G. Litvinenko, and G. I. Lykasov, Czech. J. Phys. Suppl. A **51**, A307 (2001).
53. W. Lakin *et al.*, Phys. Rev. **98**, 139 (1955).
54. L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. **7**, 622 (1958).
55. H. H. Barshall, W. Haeberli, in *Proceedings of the 3rd International Symp. Polarization Phenomena Nucl. Reactions, Madison, USA, 1970* (Univ. of Wisconsin Press, Madison, 1971), p.XXV.
56. W. Haeberli, in *Nuclear spectroscopy and reactions*, ed. J.Cherny (N.Y., Academic Press, 1974).
57. V. P. Ershov *et al.*, in *Proc. of Intern. Workshop on Polarized beams and Polarized Gas Target, Cologne, Germany, 1995*, p.193.
58. Yu. K. Pilipenko, V. M. Slepnev, and L. S. Zolin, in *Proc. of the Spin Physics Symposium (SPIN2000), Osaka, Japan, 2000*, p.800.
59. V. G. Ableev *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **306**, 73 (1991).
60. V. Chazikhanian *et al.*, Phys. Rev. C **43**, 1532 (1991).
61. L. S. Azhgirey *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **437**, 340 (2003).
62. Ю. Т. Борзунов и др., Приборы и техника эксперимента **3**, 31 (1984).
63. И. М. Беляев и др., Сообщение ОИЯИ P1-87-489 (1987).
64. R. Brun *et al.*, *GEANT Users Guide*, volume Entry W5013 of *CERN Program Library*. CERN, Geneva, Switzerland, (1994).
65. Л. С. Золин и др., Краткие сообщения ОИЯИ (Письма в ЭЧАЯ) **2(88)**, 27 (1998).
66. М. V. Tokarev, in *Proc. of the Intern. Workshop "Dubna Deuteron-91", Dubna, Russia, June 11-13, 1991* (JINR, Dubna, E2-92-25, 1992), p.84.
67. S. V. Afanasiev *et al.*, Phys. Lett. B **445**, 14 (1998).
68. S. V. Afanasiev *et al.*, Nucl. Phys. A **689**, 414c (2001).

69. S. V. Afanasiev *et al.*, in *Proceedings of International Nuclear Physics Conference INPC'2001, Melville, New York, USA, 2001*, p.395.
70. L. S. Zolin *et al.*, in *Proc. of 17th Intern. IUPAP Conf. on Few-Body Problems in Physics, Durham, North Carolina, USA, 2003*, p.S240.
71. L. Zolin *et al.*, in *Proceedings of the 16th International Spin Physics Symposium, Trieste, Italy, 2004*, p.565.
72. Liang Zuo–Tang and C. Boros, *Int. J. Mod. Phys. A* **19**, 927 (2000).
73. S. B. Nurushev and M. G. Ryskin, *Phys. Atom. Nucl.* **69**, 113 (2006).
74. S. V. Afanasiev *et al.*, *Nucl. Phys. A* **721**, 645c (2003).
75. L. Zolin for the SPHERE collab., in *Proceedings of the XI Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics, Dubna, Russia, 2005*, p.480.

Получено 4 октября 2010 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 28.01.2011.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 2,12. Уч.-изд. л. 2,66. Тираж 375 экз. Заказ № 57230.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/