

P1-2001-278

**ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ,  
ТЕНЗОРНОЙ И ВЕКТОРНОЙ АНАЛИЗИРУЮЩИХ  
СПОСОБНОСТЕЙ РЕАКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ  
ДЕЙТРОНОВ С ИМПУЛЬСОМ 4,5 ГэВ/с  
НА БЕРИЛЛИИ С ИСПУСКанием ПРОТОНОВ  
ПОД УГЛОМ 80 МРАД**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Л. С. Ажгирей\*, С. В. Афанасьев, В. В. Архипов, В. К. Бондарев,  
В. Н. Жмыров, Л. С. Золин, В. И. Иванов, А. Ю. Исупов,  
А. А. Картамышев, В. А. Каширин, В. И. Колесников, В. А. Кузнецов,  
В. П. Ладыгин, Н. Б. Ладыгина, А. Г. Литвиненко, С. Г. Резников,  
П. А. Рукояткин, А. Ю. Семенов, И. А. Семенова, Г. Д. Столетов,  
Г. Филипов<sup>1</sup>, А. Н. Хренов, Н. П. Юдин<sup>2</sup>

---

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София

<sup>2</sup>Московский государственный университет, Россия

\*E-mail: azhgirey@cv.jinr.ru

# 1 Введение

Хорошо известно [1], что при нерелятивистских энергиях дейтронов реакции срыва на атомных ядрах  $A(d, p)X$  являются чрезвычайно важными источниками информации не только о спектроскопических свойствах ядер, но и о свойствах дейтрона, о силах, действующих между нуклонами, и т.п. Естественно, что информация о структуре дейтрона в этом случае ограничена областью больших расстояний между нуклонами дейтрона (т.е. областью малых импульсов их относительного движения). Хотя в области релятивистских энергий дейтронов, т.е. при их импульсах масштаба массы дейтрона, ситуация теоретически является более сложной, можно надеяться на то, что и в этой области результаты исследования процессов фрагментации дейтронов — особенно в случае инклюзивной постановки экспериментов — можно описать в рамках сравнительно простых механизмов. Вследствие этого данные, полученные при изучении реакции  $A(d, p)X$ , могли бы служить хорошим средством для исследования структуры дейтрона на малых относительных расстояниях.

Хотя уже в импульсном приближении (полюсная диаграмма в  $t$ -канале) дейтрон, строго говоря, описывается большим числом формфакторов, первые же эксперименты существенно сузили рамки описания структуры дейтрона. Именно выяснилось, что инвариантные дифференциальные сечения инклюзивной реакции  $A(d, p)X$  при достаточно больших импульсах внутреннего движения хорошо коррелируют с волновой функцией дейтрона, аргументом которой является импульс  $k$  — кинематическая переменная динамики светового фронта [2]. Отсюда — целый цикл работ, посвященных экспериментальному исследованию фрагментации релятивистских дейтронов и последующей интерпретации данных в рамках динамики светового фронта.

Экспериментальные данные об инвариантном дифференциальном сечении фрагментации дейтронов на ядрах с испусканием регистрируемого протона под нулевым углом относительно налетающего на мишень дейтрона [3-6] можно описать в релятивистском импульсном приближении (ИП) с использованием стандартных волновых функций дейтрона (типа волновых функций, отвечающих парижскому [7] или боннскому [8] потенциалам нуклон-нуклонного взаимодействия), за исключением области вблизи  $k \sim 0.35$  ГэВ/с, где в импульсном спектре наблюдается отклонение от расчетов в ИП. Это отклонение пытались объяснить проявлением кварковых степеней свободы [9, 10] или же вкладом дополнительных к ИП механизмов [11]. Однако при 9.1 ГэВ/с [3] в работе [12] было показано, что учет конечного углового разрешения экспериментальной установки, соответствующая перенормировка данных и учет дополнительной к стриппингу вклада протонов от рассеяния нуклонов дейтрона на протонах мишени позволяют существенно уменьшить расхождение данных с результатами расчетов в ИП с использованием волновой функции дейтрона для парижского потенциала.

Данные об инвариантном дифференциальном сечении фрагментации дейтронов на ядрах с испусканием регистрируемого протона с большими поперечны-

ми импульсами [13] удовлетворительно описываются в рамках релятивистской модели жесткого рассеяния [14, 15] с волновой функцией дейтрона для парижского потенциала (если в качестве аргумента волновой функции использовать импульс  $k$  — переменную динамики светового фронта). В этой модели основной вклад в выход протонов под ненулевыми углами относительно направления налетающего дейтрона дают прямая фрагментация дейтрона и процесс рассеяния нуклона дейтрона на нуклоне мишени, а вклад механизмов перерассеяния и рождения виртуального пиона невелик. Сразу же отметим, что инклюзивные характеристики реакций фрагментации дейтронов слабо зависят от ядра мишени, особенно при больших значениях импульсов вторичных протонов, и очень похожи на соответствующие данные о взаимодействии дейтронов с протонами [13].

Существенным шагом вперед было измерение спиновых характеристик реакций  $A(d, p)X$ . Сечения и импульсные спектры определяются квадратами парциальных амплитуд, а спиновые наблюдаемые обусловлены интерференцией различных амплитуд и оказываются родственными оптическим интерференционным эффектам. Поэтому ясно, что интерпретация такого типа экспериментов будет определять новый, значительно более детальный уровень нашего понимания динамики реакции и структуры дейтрона.

Экспериментальные данные о тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  фрагментации дейтронов на ядрах с испусканием протонов под нулевым углом [5, 16-18] измерены в настоящее время до значений  $k \sim 1$  ГэВ/с. Данные демонстрируют приближенную независимость от начальной энергии дейтронов и от массового числа ядра мишени, как это и должно быть в релятивистском ИП. Однако, в противоречии с ИП, величина  $T_{20}$  не достигает значения  $-\sqrt{2}$  при  $k \sim 300$  МэВ/с и сохраняет отрицательное значение  $\sim -0.3$  при больших значениях внутреннего импульса протона [17, 18]. Учет дополнительных к ИП механизмов [11] и возникающих из-за релятивизма дополнительных компонент в волновой функции дейтрона [19-21] не улучшает существенно описание экспериментальных данных. Исключение составляет работа [22], в которой разумное согласие с данными удалось получить в релятивистском ИП с учетом многократного рассеяния и вклада шестикварковых конфигураций в дейтроне.

В работе [23] было отмечено, что спиновые наблюдаемые в реакции фрагментации релятивистских дейтронов с регистрацией протонов, испускаемых под ненулевыми углами, могут оказаться более чувствительными к структуре дейтрона на малых расстояниях по сравнению с результатами измерений под углом  $0^\circ$  благодаря тому, что испускаемые протоны обладают значительным поперечным импульсом. В связи с этим дифференциальное сечение, тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности были недавно измерены для реакции  $^{12}\text{C}(d, p)X$  при начальной энергии дейтронов 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад [24, 25]. Условия измерений отвечали области, где процесс прямой фрагментации доминировал над процессом жесткого рассеяния [15] и данные наиболее прямо связаны со структурой дейтрона.

Оказалось, что, хотя дифференциальное сечение удовлетворительно описывается в рамках релятивистской модели жестких соударений [15] с использованием стандартных волновых функций дейтрона, поведение тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$ , которая остается положительной вплоть до максимального импульса зарегистрированных протонов, противоречит предсказаниям этой модели [23]. Знак  $A_{yy}$  оказывается таким же, что и у данных, полученных под нулевым углом [17, 18], а абсолютные значения примерно вдвое меньше. (Напомним, что под углом  $0^\circ$   $A_{yy} = -T_{20}/\sqrt{2}$ .)

Обнаруженная зависимость  $A_{yy}$  от поперечного импульса свидетельствует о том, что обычное ИП оказывается недостаточным для описания структуры дейтрона при больших значениях внутренних импульсов. Требуется либо рассмотрение новых физических механизмов, либо принципиальное изменение способа описания релятивистского дейтрона.

Указания на зависимость параметра  $A_{yy}$  процесса фрагментации дейтронов от поперечного импульса вторичных протонов, вытекающие из сопоставления результатов экспериментов, выполненных с регистрацией протонов, испускаемых под углами  $0^\circ$  [17, 18] и  $85$  мрад [24, 25], послужили мотивировкой для получения дополнительных данных, относящихся к другим значениям поперечного импульса регистрируемых протонов. В настоящей работе мы описываем результаты новых измерений инвариантного дифференциального сечения, векторной  $A_y$  и тензорной  $A_{yy}$  анализирующих способностей инклюзивной фрагментации дейтронов на бериллии,  ${}^9\text{Be}(d, p)X$ , при начальном импульсе дейтронов  $4.5$  ГэВ/с и угле испускания вторичных протонов  $\sim 80$  мрад в лаб. системе. При этом исследовалась область поперечных импульсов протонов от  $220$  до  $300$  МэВ/с.

## 2 Эксперимент

Эксперимент проводился на выведенном пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ с помощью установки СФЕРА [24-26]. Детали эксперимента описаны в работе [26], где приведены результаты проводившихся в таких же условиях измерений тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  неупругого рассеяния дейтронов на бериллии на угол  $\sim 80$  мрад. Здесь мы лишь кратко напомним основные особенности экспериментальной процедуры.

Поляризованные дейтроны производились ионным источником ПОЛЯРИС [27]. Знак поляризации пучка от импульса к импульсу пучка менялся циклически, как "0", "-", "+", где "0" означает отсутствие поляризации, а "+" и "-" соответствуют знаку  $p_{zz}$ , причем ось квантования перпендикулярна плоскости, содержащей среднюю орбиту пучка в ускорителе. Тензорная поляризация пучка периодически измерялась в ходе эксперимента путем регистрации протонов с импульсом  $p_p \sim \frac{2}{3}p_d$ , испускаемых под углом  $0^\circ$  в ре-

акции  $A(d, p)X$  [28]. Усредненные по всему сеансу работы значения тензорной поляризации составили  $p_{zz}^+ = 0.798 \pm 0.002(\text{стат.}) \pm 0.040(\text{сис.})$  и  $p_{zz}^- = -0.803 \pm 0.002(\text{стат.}) \pm 0.040(\text{сис.})$  для спиновых состояний пучка "+" и "-" соответственно.

Векторная поляризация пучка непрерывно контролировалась в ходе эксперимента путем измерения асимметрии квазиупругого  $pp$ -рассеяния на тонкой мишени из полиэтилена, помещенной в пучок приблизительно за 20 м до бериллиевой мишени [29]. Значения векторной поляризации были получены по результатам измерения асимметрии в рассеянии протонов с импульсом 4.5 ГэВ/с на угол  $8^\circ$ . Значение эффективной анализирующей способности поляриметра  $A(\text{CH}_2)$  было взято равным  $0.146 \pm 0.007$  [30]. Значения векторной поляризации пучка составили  $p_z^+ = 0.231 \pm 0.014(\text{стат.}) \pm 0.012(\text{сис.})$  и  $p_z^- = 0.242 \pm 0.014(\text{стат.}) \pm 0.012(\text{сис.})$ .

Пучок тензорно-поляризованных дейтронов с импульсом 4.5 ГэВ/с, длительностью 0.5 с и интенсивностью  $5 \times 10^8$  частиц на импульс ускорителя падал на бериллиевую мишень толщиной 20 см. Интенсивность пучка мониторировалась ионизационной камерой, расположенной перед мишенью. Положение пучка и его профили в определенных местах ионопровода проверялись профилометрами системы медленного вывода в каждом импульсе. Размеры пучка в месте расположения мишени составляли  $\sigma_x \sim 0.4$  см и  $\sigma_y \sim 0.9$  см в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно.

Данные были получены для пяти значений импульса вторичных частиц в интервале от 2.5 до 3.6 ГэВ/с. Вторичные частицы, испущенные из мишени под углом  $\sim 80$  мрад, транспортировались к регистрирующей аппаратуре с помощью магнитных элементов.

Идентификация зарегистрированных частиц производилась в процессе *off-line* анализа на основании информации о двух независимых измерениях времени пролета на базе длиной  $\sim 34$  м. Разрешение по времени пролета было лучше, чем  $0.2$  нс ( $1\sigma$ ). Фон от неупругорассеянных дейтронов был пренебрежимо мал при 2.5 ГэВ/с и возрастал по мере увеличения импульса вторичных частиц. Времяпролетные спектры, полученные при 2.75, 3.0, 3.3 и 3.6 ГэВ/с, показаны на рис. 1; они демонстрируют хорошее разделение вторичных протонов и дейтронов. При обработке данных отбирались только те события, для которых оба измеренных времени пролета были скоррелированы. Это позволило полностью исключить фон дейтронов.

Для того чтобы определить инвариантное дифференциальное сечение испускания протонов под углом  $80$  мрад в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  при 4.5 ГэВ/с, в описываемом эксперименте специально был измерен выход протонов с импульсом 6 ГэВ/с под углом  $0^\circ$  в реакции фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на углероде. Нормировочная константа  $C_{cal}$  для реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  была определена из сравнения результата этого измерения с данными об абсолютных значениях дифференциального сечения реакции  ${}^{12}\text{C}(d, p)X$  при 9.1 ГэВ/с с ис-

пускаяем протонов под углом  $0^\circ$  [3, 6]:

$$E \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = C_{cal} \bar{E} \frac{n^0}{\bar{p}^2 \Delta p \Delta \Omega} \frac{1}{\rho L N_A}. \quad (1)$$

Здесь  $E d^2\sigma / (p^2 dp d\Omega)$  — инвариантное дифференциальное сечение, полученное в [3, 6],  $n^0$  — нормированное на соответствующий мониторный счет и поправленное на эффект мертвого времени [31] число протонов, зарегистрированных в опыте по калибровке,  $\Delta p \Delta \Omega$  — акцептанс установки,  $\bar{p}$  и  $\bar{E} = \sqrt{\bar{p}^2 + m_p^2}$  — средние значения импульса и энергии протона,  $\rho$  и  $L$  — плотность и длина мишени,  $N_A$  — число Авогадро. Толщина углеродной мишени в калибровочном опыте составляла  $27.2 \text{ г/см}^2$ .

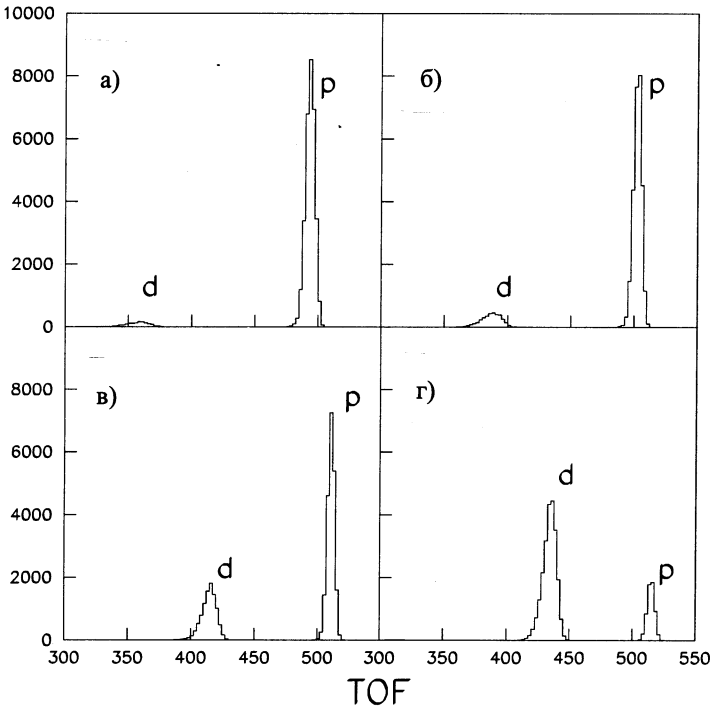


Рис. 1. Времяпролетные спектры, полученные при различных установках токов в магнитных элементах экспериментальной аппаратуры. Рисунки а, б, в и г соответствуют импульсам вторичных частиц 2.75, 3.0, 3.3 и 3.6 ГэВ/с

Импульсный и угловой акцептансы установки определялись путем моделирования методом Монте-Карло с учетом параметров падающего пучка дейтронов, ядерных взаимодействий и многократного рассеяния в мишени, воздухе,

окнах и детекторах, энергетических потерь первичных и вторичных дейтронов. Аксептансы по импульсу и полярному углу составили (FWHM)  $\Delta p/p \sim \pm 2\%$  и  $\pm 8$  мрад соответственно.

Следует отметить, что данные по дифференциальному сечению реакции  $^{12}\text{C}(d, p)\text{X}$ , приведенные в работах [3] и [6], при импульсе протона около 6 ГэВ/с различаются примерно на 30 %. Это расхождение объясняется методическими причинами [12]. Для получения калибровочной константы  $C_{cal}$  были использованы данные работы [6]. Значение дифференциального сечения было взято равным  $38.2 \pm 0.8$  мб/ср/ГэВ/(ГэВ/с) $^{-3}$ , при этом значение  $C_{cal}$  составило  $14.0 \pm 1.7$ .

Значения инвариантного дифференциального сечения реакции  $^9\text{Be}(d, p)\text{X}$  были получены на основании соотношения (1) с использованием найденного значения  $C_{cal}$  и остальных входных данных (включая и результаты моделирования аксептанса методом Монте-Карло) для бериллиевой мишени толщиной 20 см. Измерения без мишени были сделаны для вторичных частиц с импульсом 4.0 ГэВ/с. Отношение выхода дейтронов без мишени к выходу дейтронов с бериллиевой мишенью было меньше чем 1 %.

Тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности вычислялись из чисел дейтронов  $n^+$ ,  $n^-$  и  $n^0$ , зарегистрированных для различных состояний поляризации пучка, приведенных к одинаковой интенсивности пучка и поправленных на эффект мертвого времени [31], с помощью выражений

$$\begin{aligned} A_{yy} &= 2 \cdot \frac{p_z^-(n^+/n^0 - 1) - p_z^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}, \\ A_y &= -\frac{2}{3} \cdot \frac{p_{zz}^-(n^+/n^0 - 1) - p_{zz}^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти выражения учитывают различные значения поляризации для разных спиновых состояний пучка и существенно упрощаются, если  $p_z^+ = p_z^-$  и  $p_{zz}^+ = p_{zz}^-$ .

Данные об инвариантном дифференциальном сечении, тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях неупругого рассеяния дейтронов на бериллии, полученные в этом эксперименте, приведены в таблице. Указанные ошибки являются чисто статистическими. Систематические ошибки составляют 20 %, 5 % и 8 % для дифференциального сечения,  $A_{yy}$  и  $A_y$  соответственно.

Значения импульса вторичных дейтронов  $p$ , ширины импульсного аксептанса  $\Delta p$  (FWHM), поперечного импульса  $p_T$  и доли продольного импульса  $x$ , уносимой протоном в системе бесконечного импульса, приведенные в таблице, получены в результате моделирования методом Монте-Карло. Отметим, что из-за учета ядерного и многократного рассеяний приведенные в таблице значения  $p_T$  отличаются от значений, которые получились бы в результате вычислений по формуле  $p_T = p \cdot \sin\theta$  ( $\theta = 80$  мрад). Значение начального импульса дейтронов, отнесенное к середине мишени, с учетом потерь энергии в мишени составляло 4.465 ГэВ/с.



Инвариантное дифференциальное сечение  $\sigma_{inv} = Ed^2\sigma/d^3p$ , тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  при начальном импульсе дейтронов 4.465 ГэВ/с и угле испускания протонов 80 мрад:  $p$  — импульс протона в лаб. системе,  $\Delta p$  — полная ширина импульсного интервала регистрируемых протонов на половине высоты распределения,  $x$  — доля продольного импульса дейтрона, уносимая протоном в системе бесконечного импульса [2],  $p_T$  — поперечный импульс протона. Значения  $p$ ,  $\Delta p$ ,  $x$  и  $p_T$  получены путем моделирования методом Монте-Карло. Приведенные ошибки являются чисто статистическими

$p$ , ГэВ/с	$\Delta p$ (FWHM), ГэВ/с	$x$	$p_T$ , ГэВ/с	$(\sigma \pm d\sigma)_{inv}$ , мб/ср/(ГэВ <sup>2</sup> с <sup>3</sup> )	$A_{yy} \pm dA_{yy}$	$A_y \pm dA_y$
2.523	0.130	0.558	0.222	$93.1 \pm 2.6$	$0.069 \pm 0.076$	$0.166 \pm 0.086$
2.775	0.135	0.611	0.239	$14.7 \pm 0.5$	$0.326 \pm 0.093$	$0.232 \pm 0.105$
3.015	0.149	0.661	0.258	$5.34 \pm 0.13$	$0.379 \pm 0.063$	$0.099 \pm 0.070$
3.312	0.168	0.723	0.283	$2.80 \pm 0.07$	$0.427 \pm 0.059$	$0.083 \pm 0.067$
3.596	0.172	0.783	0.300	$0.719 \pm 0.021$	$0.389 \pm 0.076$	$0.135 \pm 0.085$

### 3 Результаты

Полученные в настоящем эксперименте значения инвариантного дифференциального сечения испускания протонов в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  под углом 80 мрад показаны на рис. 2 черными треугольниками вместе с аналогичными данными, полученными при 3.5 и 5.78 ГэВ/с (светлые квадраты и кружки соответственно) и угле регистрации протонов 2.5° [32], в зависимости от внутреннего импульса нуклона в дейтроне  $k$ , определенного в динамике светового фронта [2]:

$$k^2 = \frac{m_p^2 + p_T^2}{4x(1-x)} - m_p^2. \quad (3)$$

Здесь  $m_p$  и  $p_T$  — масса и поперечный импульс регистрируемого протона. Переменная  $x$  — доля продольного импульса дейтрона, уносимая протоном в системе бесконечного импульса:

$$x = \frac{E_p + p_{||}}{E_d + P_d}, \quad (4)$$

где  $E_p$  и  $p_{||}$  — энергия и продольный импульс регистрируемого протона,  $E_d$  и  $P_d$  — энергия и импульс налетающего дейтрона.

Вычисления инвариантного дифференциального сечения испускания протонов в реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  были выполнены в рамках модели жестких соударений [15] с использованием волновой функции дейтрона (ВФД) для парижского потенциала [7]. На рис. 2 штрих-пунктирной кривой показан вклад жесткого рассеяния, штриховой кривой — вклад прямой фрагментации и сплошной кривой

— суммарный вклад обоих механизмов. Расчетные значения были нормированы на экспериментальные значения (поскольку вычисления проводились для реакции  ${}^1\text{H}(d, p)X$ ). Коэффициент нормировки составил 2.22. Пунктирной кривой показан результат вычислений для начального импульса дейтронов 5.78 ГэВ/с.

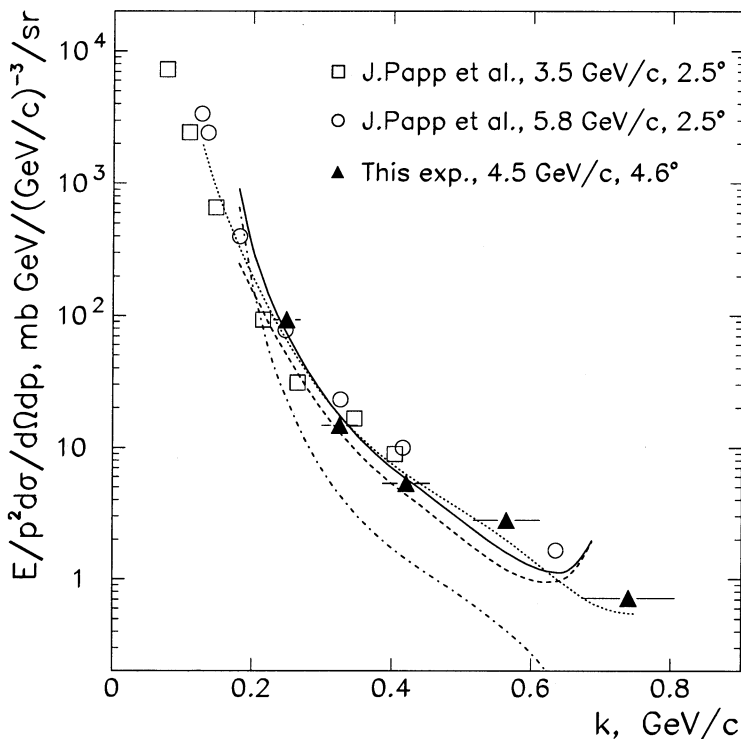


Рис. 2. Зависимость инвариантного дифференциального сечения реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  от внутреннего импульса нуклонов в дейтроне  $k$ . Черными треугольниками показаны данные настоящего эксперимента при начальном импульсе дейтронов 4.5 ГэВ/с и угле вылета протонов 80 мрад. Показаны также данные при 3.5 (светлые квадраты) и 5.78 ГэВ/с (светлые кружки) и угле испускания протонов  $2.5^\circ$  [32]. Сплошной кривой показан результат вычислений этого сечения в рамках модели жестких соударений [15] с использованием волновой функции дейтрона для парижского потенциала [7]; штрих-пунктирная кривая представляет вклад жесткого рассеяния, штриховая кривая — вклад прямой фрагментации. Пунктирной кривой показан результат вычислений для начального импульса дейтронов 5.78 ГэВ/с и угла испускания протонов  $2.5^\circ$

Из рис. 2 видно, что (i) все три набора экспериментальных данных разумно согласуются между собой и с результатами расчетов; (ii) при приближении к кинематической границе спектра для 4.5 ГэВ/с расчетные кривые демонстриру-

ют возрастание сечения, обусловленное взаимодействием в конечном состоянии; (iii) в выбранных кинематических условиях по мере приближения к верхней границе спектра вклад прямой фрагментации все больше доминирует над вкладом жесткого рассеяния, превышая его у границы спектра на порядок.

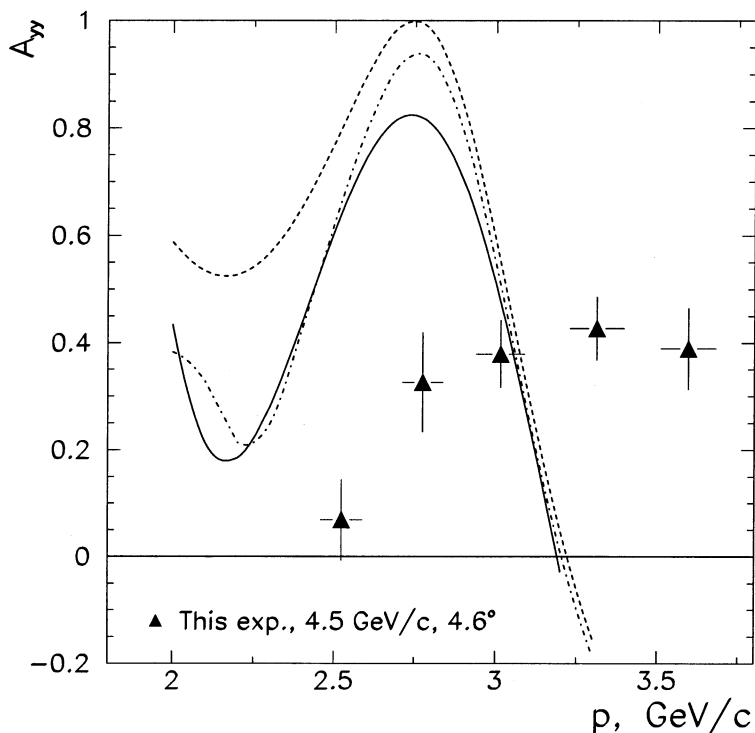


Рис. 3. Зависимость тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  при 4.5 ГэВ/с с вылетом протонов под углом 80 мрад от импульса регистрируемых протонов (черные треугольники). Расчеты проводились в рамках модели жестких соударений [23] с использованием волновой функции дейтрона для парижского потенциала [7]. Штрих-пунктирной кривой показан результат расчета с учетом вклада только прямой фрагментации, штриховой кривой — суммарный вклад прямой фрагментации и жесткого рассеяния, а сплошной кривой — то же с учетом импульсного разрешения экспериментальной установки

Полученные в настоящем эксперименте значения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  показаны в зависимости от импульса регистрируемых протонов на рис. 3 (черные треугольники). Там же приведены результаты расчетов в рамках модели жестких соударений [23] с использованием волновой функции дейтрона для парижского потенциала [7]. На рис. 3 штрих-пунктирной кривой показан результат расчета с учетом вклада только прямой фрагментации, штриховой кривой — суммарный вклад прямой фрагментации и жесткого рас-

сеяния, а сплошной кривой — то же с учетом импульсного разрешения экспериментальной установки. Видно, что (i) последовательный учет вклада жесткого рассеяния и экспериментального разрешения понижает вычисленные значения  $A_{yy}$  в максимуме; (ii) по мере увеличения импульса протонов результаты расчетов все больше расходятся с экспериментальными данными и (iii) зависимость  $A_{yy}$  от импульса все более определяется процессом прямой фрагментации дейтронов.

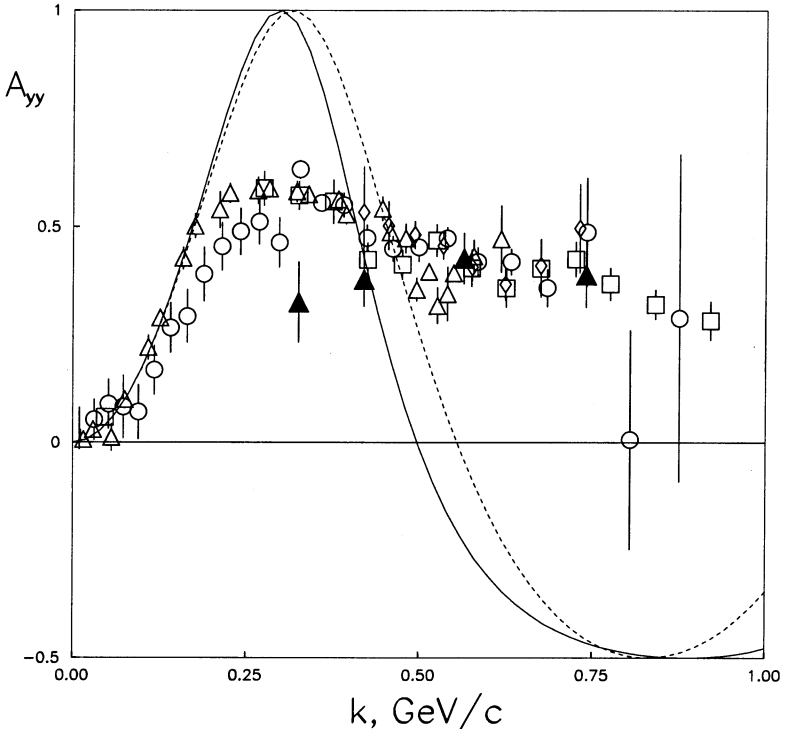


Рис. 4. Зависимость тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$ , полученной в настоящем эксперименте (черные треугольники) и в опытах по фрагментации дейтронов на углероде с вылетом протонов под нулевым углом при 2.5 ГэВ/с [5] (светлые треугольники), при 9 ГэВ/с [16] (кружки) и [17] (квадраты), при 4.5 и 5.5 ГэВ/с [18] (ромбы), от внутреннего импульса нуклонов  $k$ . Сплошной и штриховой кривыми показаны результаты вычислений фрагментации дейтронов при 9 ГэВ/с с вылетом протонов под углом  $0^\circ$  в релятивистском ИП с волновыми функциями для парижского [7] и боннского В [8] потенциалов соответственно

Измеренные в настоящем эксперименте значения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  показаны в зависимости от  $k$  на рис. 4 (черные треугольники). Там же приведены данные по  $A_{yy}$ , полученные на углеродной мишени при раз-

личных начальных импульсах дейтронов, от 2.5 до 9 ГэВ/с, с вылетом протонов под нулевым углом [5,16-18] (светлые символы). Сплошная и штриховая кривые на этом рисунке показывают результаты вычислений в релятивистском ИП прямой фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с использованием волновой функции дейтрона для парижского [7] и боннского В [8] потенциалов соответственно. Значения  $A_{yy}$  остаются положительными во всей исследованной области импульсов протонов для всех наборов данных, тогда как в релятивистском ИП с использованием стандартных волновых функций дейтрона предсказывается изменение знака  $A_{yy}$  при  $k$ , больших чем  $\sim 550$  МэВ/с. Видно хорошее согласие результатов настоящего эксперимента с данными, полученными под нулевым углом [5,16-18] в той области импульсов  $k$ , где их значения определяются главным образом продольными импульсами протонов.

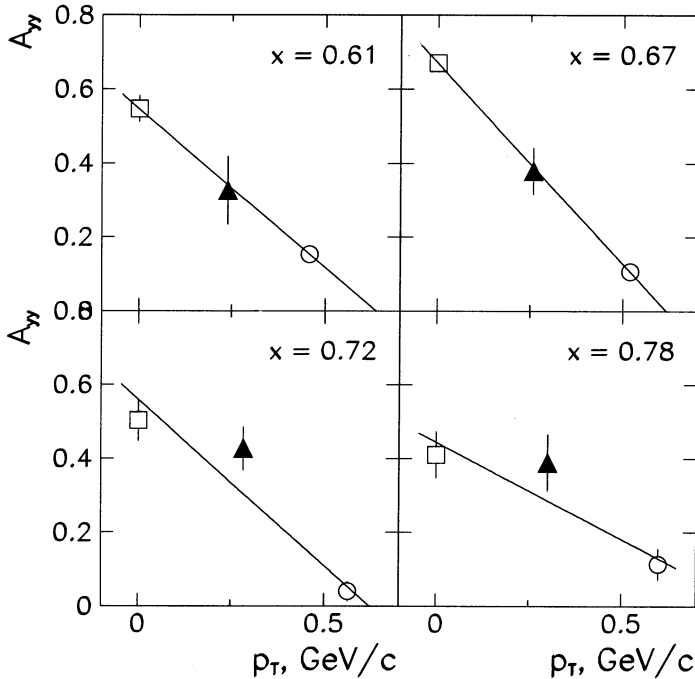


Рис. 5. Зависимости параметра  $A_{yy}$  реакции фрагментации дейтронов на ядрах от поперечного импульса вылетающих протонов  $p_T$  при значениях доли продольного импульса  $x$  вблизи 0.61, 0.67, 0.72 и 0.78. Данные настоящего эксперимента показаны черными треугольниками, остальные данные получены на углероде при 9 ГэВ/с и углах испускания протонов 85 мрад [24, 25] (кружки) и  $0^\circ$  [18] (квадраты). Сплошными прямыми показаны зависимости  $A_{yy}(p_T)$ , вычисленные по точкам в линейном приближении.

Новые данные о тензорной анализирующей способности инклюзивной фрагментации релятивистских дейтронов подтверждают сделанный ранее [24, 25] вывод о приближенной независимости  $A_{yy}$  от энергии дейтронов, поэтому при малых  $p_T$  внутренний импульс  $k$  оказывается приближенной скейлинговой переменной. Однако сопоставление этих данных с результатами других измерений, выполненных при разных значениях  $p_T$  и  $x$ , позволяет обнаружить новые интересные закономерности.

Зависимости данных по  $A_{yy}$  от поперечного импульса  $p_T$  при четырех значениях доли продольного импульса  $x$ , находящихся вблизи 0.61, 0.66, 0.72 и 0.78, приведены на рис. 5. При этом черными треугольниками показаны данные настоящего эксперимента, светлыми кружками — данные, полученные на углеродной мишени при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле регистрации протонов 85 мрад [24, 25], а светлыми квадратами — данные измерений, выполненных при 9 ГэВ/с и нулевом угле регистрации протонов [18]. Сплошными прямыми показаны зависимости  $A_{yy}(p_T)$ , вычисленные по точкам в линейном приближении.

Видно, что величины тензорной способности  $A_{yy}$ , соответствующие разным значениям доли продольного импульса  $x$ , сильно зависят от поперечного импульса протона  $p_T$ . Величины  $A_{yy}$  имеют большие положительные значения при малых  $p_T$  и уменьшаются с увеличением поперечного импульса независимо от  $x$ . При достигнутой точности измерений зависимости  $A_{yy}(p_T)$  хорошо аппроксимируются прямыми линиями, что не согласуется с расчетами в релятивистском ИП [23] с использованием стандартных ВФД. Отметим, однако, что в работе [23] при вычислении  $A_{yy}$  использовались определенные упрощающие предположения (в частности, пренебрежение зависящей от спина частью амплитуды  $NN$ -рассеяния), которые будут устранены с учетом новых экспериментальных данных.

В настоящей работе мы ограничиваемся только обсуждением модификации ИП, не выходя за его рамки. Эта модификация возможна по нескольким направлениям. Одно из них связано с учетом того, что дейтронная вершина описывается восемью формфакторами и все они так или иначе могут влиять на характеристики исследуемой реакции. Другое направление восходит к работам [14, 15] и концептуально сводится к следующему. В обычном ИП используется волновая функция дейтрона, представляющая суперпозицию  $S$ - и  $D$ -волн. При этом зависимость от поперечного импульса определяется сферической функцией, описывающей  $S$ - и  $D$ -волны. В концепции Бланкенбеклера и др. [14] в динамике светового фронта дейтрон описывается структурной функцией вида

$$G(x, k_T) = \frac{N_0}{2(2\pi)^3} \frac{[x(1-x)]^g}{[M^2(x) + k_T^2]^2 [1 + k_T^2/(\delta^2 + M^2(x))]^{(g-1)}}, \quad (5)$$

где

$$M^2(x) = (1-x)\tilde{m}_p^2 + xm_p^2 - x(1-x)m_d^2,$$

$\tilde{m}_p$ ,  $m_n$  и  $m_d$  — массы протона, нейтрона и дейтрона соответственно (один из

нуклонов находится вне массовой поверхности). Функция (5), в частности, была использована для описания спектра протонов, испускаемых под углом 139 мрад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода [33]. Удовлетворительное описание данных достигается при значениях параметров  $g = 3, \delta = 0.6(\text{ГэВ}/c)^2$  и  $N_0 = 331.5(\text{ГэВ}/c)^2$ .

Зависимости структурной функции от продольного  $x$  и поперечного  $k_T$  импульсов могут существенно отличаться от тех, которые имеют место в обычном ИП. Этот новый режим описания структуры дейтрона при его быстром движении может наступать довольно рано, уже при значениях импульсов, не намного превышающих 1 ГэВ/с/нуклон.

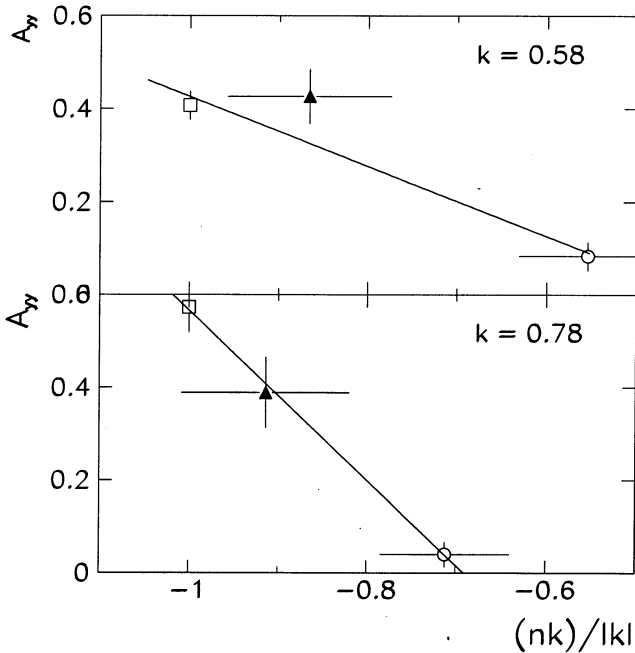


Рис. 6. Зависимости тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  реакции фрагментации дейтронов на ядрах от параметра  $(\vec{n}\vec{k})/|k|$  для значений импульса  $k \sim 0.58$  и  $\sim 0.78$  ГэВ/с. Данные настоящего эксперимента показаны черными треугольниками, остальные данные получены на углеводе при 9 ГэВ/с и углах испускания протонов 85 мрад [24, 25] (кружки) и  $0^\circ$  [18] (квадраты). Сплошными прямыми показаны зависимости  $A_{yy}((\vec{n}\vec{k})/|k|)$ , вычисленные по точкам в линейном приближении

Дальнейшее развитие и конкретизация этой концепции были выполнены Кармановым и др. [34]. В их подходе структура дейтрона описывается с по-

мощью шести функций, зависящих от двух переменных. Одной из них является импульс  $k$ , определенный в динамике светового фронта (3), а другая переменная,  $(\vec{n}\vec{k})$ , имеет вид

$$(\vec{n}\vec{k}) = \sqrt{\frac{m_p^2 + p_T^2}{x(1-x)}} \cdot \left(\frac{1}{2} - x\right), \quad (6)$$

где  $m_p$  и  $p_T$  — масса и поперечный импульс протона, а  $x$  — доля продольного импульса дейтрона, уносимая протоном в системе бесконечного импульса, определенная ранее (4). Вектор  $\vec{n}$  представляет собой единичную нормаль к поверхности светового фронта. Переменные  $x$  и  $k_T$  однозначно выражаются через  $k$  и  $(\vec{n}\vec{k})$ .

Интересно проследить зависимость наших данных о тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  от переменной  $(\vec{n}\vec{k})/|k|$ . Для значений  $k \sim 0.58$  и  $\sim 0.78$  ГэВ/с эти зависимости приведены на рис. 6. Здесь черными треугольниками показаны данные настоящего эксперимента, светлыми кружками — данные, полученные при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад [24, 25], а светлыми квадратами — данные при 9 ГэВ/с и нулевом угле испускания протонов [18]. Сплошными прямыми показаны зависимости  $A_{yy}((\vec{n}\vec{k})/|k|)$ , вычисленные по точкам в линейном приближении.

Несмотря на недостаточную полноту данных видно, что значения тензорной анализирующей способности имеют тенденцию к уменьшению по мере увеличения переменной  $(\vec{n}\vec{k})/|k|$ . В релятивистском ИП с использованием стандартных ВФД зависимость параметра  $A_{yy}$  от переменной  $(\vec{n}\vec{k})/|k|$  отсутствует. Она, однако, может появиться в результате описания структуры дейтрона в рамках концепции, соответствующей подходам Бланкенбеклера [14] или Карманова [34].

Полученные значения векторной анализирующей способности  $A_y$  составляют 0.1 - 0.15. Они невелики, но отличны от нуля. Поэтому модификация используемого нами варианта ИП может состоять и в учете спиновой зависимости амплитуды  $NN$ -рассеяния. Соответствующие расчеты в настоящее время проводятся.

## 4 Заключение

Результаты работы можно суммировать следующим образом.

1. Измерены инвариантное дифференциальное сечение, тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  при начальном импульсе дейтронов 4.5 ГэВ/с и угле испускания протонов 80 мрад. Измерения охватывали область поперечных импульсов протонов  $p_T$  от 220 до 300 МэВ/с.



2. Измеренное инвариантное дифференциальное сечение находится в разумном согласии с полученными ранее данными при 3.5 и 5.78 ГэВ/с и угле испускания протонов  $2.5^\circ$  [32], если их изобразить в зависимости от внутреннего импульса нуклона  $k$ , определенного в динамике светового фронта. Расчеты в модели жесткого рассеяния с волновой функцией дейтрона для парижского потенциала [7] удовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные.

3. Значения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  остаются положительными при всех импульсах регистрируемых протонов, что противоречит результатам расчетов в модели жесткого рассеяния с использованием стандартных волновых функций дейтрона [7, 8]. Данные о параметре  $A_{yy}$ , полученные в настоящем эксперименте, качественно согласуются с результатами опытов, в которых протоны регистрировались под нулевым углом [5,16-18], но в области  $k$ , больших чем 400 МэВ/с. Таким образом, когда  $k$  определяется в основном продольным импульсом регистрируемого протона, данные о параметре  $A_{yy}$  слабо зависят от начального импульса дейтронов и угла испускания протонов.

4. С другой стороны, данные о тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$ , полученные в настоящем эксперименте, вместе с данными, полученными при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с с испусканием протонов как под нулевым углом [16-18,24], так и под углом 85 мрад [25], представленные в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  при фиксированных значениях переменной  $x$  (уносимая в системе бесконечного импульса протоном доля продольного импульса дейтрона), демонстрируют заметную зависимость  $A_{yy}$  от поперечного импульса. Это наблюдение, по-видимому, указывает на то, что структурная функция дейтрона при релятивистских энергиях характеризуется довольно резкой зависимостью от  $k_T$ .

5. Измеренные ненулевые значения векторной анализирующей способности реакции  ${}^9\text{Be}(d, p)X$  можно расценить как свидетельство в пользу того, что зависящая от спина амплитуда  $NN$ -взаимодействия играет важную роль в механизме реакции.

Авторы благодарны директору ЛВЭ А.И.Малахову, заместителю директора ЛВЭ В.Н.Пеневу за постоянную поддержку работы. Авторы выражают благодарность персоналу синхрофазотрона и источника ПОЛЯРИС за обеспечение хороших условий для проведения эксперимента. Авторы благодарны Л.В.Будкину, В.П.Ершову, В.В.Фимушкину, А.С.Никифорову, Ю.К.Пилипенко, В.Г.Перевозчикову, Е.В.Рыжову, А.И.Широкову и О.А.Титову за помощь в проведении эксперимента. Авторы весьма признательны В.А.Карманову, Дж.Карбонелу и В.И.Комарову за полезные обсуждения.

Исследования были частично поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 00-02-17691 и 01-02-17299).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G.R.Sutchler, Direct nuclear reactions, New York, 1983.
- [2] P.A.M. Dirac, Rev. Mod. Phys. **21**, 392 (1949);  
S. Weinberg, Phys. Rev. **150**, 1313 (1966);  
L.L. Frankfurt and M.I. Strikman, Phys. Rep. **76**, 215 (1981).
- [3] В.Г.Аблеев *и др.*, Письма в ЖЭТФ **37**, 196 (1983); V.G. Ableev *et al.*, Nucl. Phys. A **393**, 491 (1983); *ibid* A **411**, 541(E) (1983).
- [4] L. Anderson *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 1224 (1983).
- [5] C.F. Perdrisat *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2840 (1987);  
V. Punjabi *et al.*, Phys. Rev. C **39**, 608 (1989).
- [6] В.Г.Аблеев *и др.*, Краткие сообщения ОИЯИ **1[43]-92**, 10 (1992).
- [7] M.Lacombe, B.Loiseau, R.Vinh Mau *et al.*, Phys. Rev. C **21**, 861 (1980); Phys. Lett. B **101**, 139 (1981).
- [8] R.Machleidt, K.Holinde and Ch.Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).
- [9] A.P. Kobushkin and L. Vizireva, J. Phys. G **8**, 893 (1982).
- [10] A.P. Kobushkin, Phys. Lett. B **421**, 53 (1988).
- [11] G.I. Lykasov and M.G. Dolidze, Z. Phys. A **336**, 339 (1990);  
G.I. Lykasov, Part. and Nucl. **24**, 140 (1993).
- [12] L.S.Azhgirey, M.A.Ignatenko and N.P.Yudin, Z. Phys. A **343**, 35 (1992).
- [13] Л.С.Ажгирей *и др.*, ЯФ **46**, 1134 (1987); ЯФ **53**, 1591 (1991);  
L.S.Azhgirey *et al.*, Nucl. Phys. A **528**, 621 (1991).
- [14] I.A. Schmidt and R. Blankenbecler, Phys. Rev. D **15**, 3321 (1977);  
Ch.-Y. Wong and R. Blankenbecler, Phys. Rev. C **22**, 2431 (1980);  
M. Chemtob *et al.*, Nucl. Phys. A **314**, 387 (1979).
- [15] Л.С.Ажгирей *и др.*, ЯФ **48**, 87 (1988).
- [16] В.Г.Аблеев *и др.*, Письма в ЖЭТФ **47**, 558 (1988);  
Краткие сообщения ОИЯИ **4[43]-90**, 5 (1990).
- [17] T. Aono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4997 (1995).
- [18] L.S. Azhgirey *et al.*, Phys. Lett. B **387**, 37 (1996).
- [19] W.W.Buck and F.Gross, Phys. Rev. D **20**, 2361 (1979).

- [20] M.A.Braun and M.Tokarev, Part. and Nucl. **22**, 1237 (1991).
- [21] L.Kaptari *et al.*, Phys. Lett. B **351**, 400 (1995).
- [22] A.P.Kobushkin, Phys. Lett. B **421**, 53 (1998).
- [23] Л.С.Ажгирей, Н.П.Юдин, ЯФ **57**, 160 (1994).
- [24] S.V. Afanasiev *et al.*, Phys. Lett. B **434**, 21 (1998).
- [25] Л.С.Ажгирей *и др.*, ЯФ **62**, 1796 (1999).
- [26] V.P. Ladygin *et al.*, Eur. Phys. J A **8**, 409 (2000).
- [27] N.G.Anishchenko *et al.*, Proc. 5th Int. Symp. on High Energy Spin Physics (Brookhaven, 1982), AIP Conf. Proc., New York: AIP **95**, 445 (1983).
- [28] Л.С.Золин *и др.*, Краткие сообщения ОИЯИ **2[88]-98**, 27 (1998).
- [29] Л.С.Ажгирей *и др.*, ПТЭ **1**, 51 (1997).
- [30] Л.С.Ажгирей *и др.*, Краткие сообщения ОИЯИ **3[95]-99**, 20 (1999).
- [31] V.P.Ladygin, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **437**, 98 (1999).
- [32] J. Papp, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley (1975), unpublished.
- [33] Л.С. Ажгирей, С.В.Разин, Н.П.Юдин, ЯФ **46**, 1657 (1987).
- [34] V.A. Karmanov and A.V. Smirnov, Nucl. Phys. A **575**, 520 (1994);  
J. Carbonell and V.A. Karmanov, Nucl. Phys. A **581**, 625 (1994).

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 декабря 2001 года.

Ажгирей Л. С. и др.

Измерение дифференциального сечения, тензорной и векторной анализирующих способностей реакции фрагментации дейтронов с импульсом 4,5 ГэВ/с на бериллии с испусканием протонов под углом 80 мрад

Измерены инвариантное дифференциальное сечение, тензорная  $A_{yy}$  и векторная  $A_y$  анализирующие способности реакции  ${}^9\text{Be}(d,p)X$  при начальном импульсе дейтронов 4,5 ГэВ/с и угле регистрации протонов  $\sim 80$  мрад. Полученные данные по дифференциальному сечению согласуются с результатами измерений при 3,5 и 5,78 ГэВ/с и угле испускания протонов  $2,5^\circ$ . Найденные значения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  сравниваются с аналогичными данными, полученными ранее на углеродной мишени при различных начальных импульсах дейтронов с вылетом протонов под нулевым углом. Тогда как данные по дифференциальному сечению реакции  ${}^9\text{Be}(d,p)X$  удовлетворительно описываются в релятивистском импульсном приближении со стандартными волновыми функциями дейтрона, это приближение оказывается недостаточным для объяснения данных по тензорной анализирующей способности. Полученные результаты указывают на необходимость либо изменения способа описания релятивистского дейтрона, либо учета дополнительных механизмов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова и Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

#### Перевод авторов

Azhgirey L. S. et al.

Measurement of the Differential Cross Section, Vector and Tensor Analyzing Powers of the 4.5 GeV/c Deuteron Breakup on  ${}^9\text{Be}$  with the Proton Emission at 80 mrad

The differential cross section, vector  $A_y$  and tensor  $A_{yy}$  analysing powers of the  ${}^9\text{Be}(d,p)X$  reaction have been measured at the initial deuteron momentum of 4.5 GeV/c and proton detection angle of  $\sim 80$  mrad. The obtained differential cross section data are in agreement with the measurements at 3.5 and 5.78 GeV/c and proton emission angle of  $2.5^\circ$ . The data on  $A_{yy}$  are in conformity with the similar data obtained before on the C target at different initial deuteron momenta with the proton emission at  $0^\circ$ . Whereas the data on the differential cross section of the  ${}^9\text{Be}(d,p)X$  reaction are in satisfactory agreement with the calculations in the relativistic impulse approximation with standard deuteron wave functions, this approximation is inadequate to describe the  $A_{yy}$  data. The results obtained are indicative of the need to go beyond the scope of impulse approximation just as by taking account of additional mechanisms, so through qualitative new methods of description.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems and at the Laboratory of High Energies, JINR.

**Редактор А. Н. Шабашова. Макет Н. А. Киселевой**

**Подписано в печать 06.02.2002**

**Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,24**

**Тираж 400. Заказ 53093. Цена 1 р. 24 к.**

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области**