



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-199

P1-98-199

Ажгирей А.С.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ,  
ТЕНЗОРНАЯ  $A_{yy}$  И ВЕКТОРНАЯ  $A_y$   
АНАЛИЗИРУЮЩИЕ СПОСОБНОСТИ  
РЕАКЦИИ  $^{12}\text{C}(d, p)X$  ПРИ 9 ГэВ/с  
И УГЛЕ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ 85 мрад

Направлено в журнал «Ядерная физика»

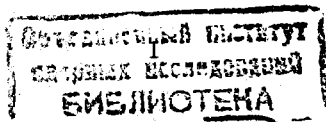
1998

# 1 Введение

Ядерные реакции с участием релятивистских дейтронов служат важным источником информации о структуре дейтрона на малых расстояниях между нуклонами. Это обусловлено тем обстоятельством, что, например, в случае регистрации продуктов реакции под  $0^\circ$  в лабораторной системе координат дифференциальное сечение процесса фрагментации дейтрона в рамках импульсного приближения (ИП) пропорционально импульсному распределению нуклонов в дейтроне (или квадрату его волновой функции,  $\Phi^2(k)$ ); дифференциальное сечение упругого  $dp$ -рассеяния на  $180^\circ$  в системе центра масс, вычисленное в приближении однонуклонного обмена (ОНО), пропорционально квадрату импульсного распределения. Поляризационные наблюдаемые для этих реакций, такие, например, как тензорная анализирующая способность  $T_{20}$  и коэффициент передачи поляризации  $\kappa_0$  от векторно поляризованного дейтрона к протону, в рамках указанных подходов также достаточно просто выражаются через  $S$ - и  $D$ -компоненты волновой функции дейтрона (ВФД). Поэтому исследование упомянутых реакций в кинематических условиях, отвечающих большим значениям внутридейтронных импульсов нуклонов, позволило надеяться на получение сведений о поведении волновой функции дейтрона на малых расстояниях.

Импульсные спектры протонов, испускаемых под  $0^\circ$  в результате фрагментации дейтронов на ядрах, были измерены при различных начальных импульсах, от 2.5 до 17.8 ГэВ/с [1]–[6]. В целом, эти импульсные распределения можно удовлетворительно воспроизвести в рамках релятивистского ИП с использованием волновых функций дейтрона, отвечающих стандартным потенциалам нуклон-нуклонного рассеяния.

Исключение составляет область в спектре протонов, измеренном при 9 ГэВ/с под  $0^\circ$  [2, 4], при импульсе протонов  $k \sim 0.35$  ГэВ/с, определенном в системе бесконечного импульса [7]–[9]. В данной области наблюдается характерный прилив, где измеренное дифференциальное сечение реакции  ${}^1H(d, p)X$  превышает результаты расчетов, выполненных в рамках релятивистского ИП, более чем в два раза. Похожее превышение наблюдается также в дифференциальных сечениях реакций  $A(d, p)X$  при 2.5 и 3.5 ГэВ/с [5]. Выдвигались различные гипотезы для объяснения указанной особенности. Среди них предположения о наличии примеси шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона [2, 4], о вкладе процессов многократного рассеяния нуклонов и неупругого экранирования [10, 11], о



вкладе процессов с рождением промежуточных пионов и последующим их поглощением или перерасеянием нуклоном-спектатором [12, 13, 14], о неоднаковых ограничениях на фазовое пространство вблизи кинематической границы спектра протонов для упругого и неупругих каналов реакции [15] и т.д.

Дополнительная проблема, связанная с данными о фрагментации релятивистских дейтронов в протоны под  $0^\circ$ , состоит в том, что инвариантные дифференциальные сечения реакции, полученные при начальном импульсе 5.75 [3] и 9 ГэВ/с [2, 4], построенные в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона, вопреки ожиданиям расходятся по абсолютной величине: для совмещения спектров друг с другом данные при 5.75 ГэВ/с необходимо умножить на коэффициент 1.4. В работе [16] приведены аргументы в пользу того, что учет конечного углового разрешения установки, с помощью которой выполнены измерения при 9 ГэВ/с, связанная с этим перенормировка спектра и, наконец, дополнительный учет вклада процессов рассеяния нуклонов дейтрона на протоне-мишени (и его интерференции с прямой фрагментацией) могут объяснить так называемое аномальное поведение спектра протонов от реакции  ${}^1\text{H}(d, p(0^\circ))X$  при 9 ГэВ/с и одновременно согласовать экспериментальные данные при 5.75 и 9 ГэВ/с.

Измерения упругого  $pd$ - (или  $dp$ -) рассеяния назад в с.ц.м. также были мотивированы желанием получить сведения о высокоимпульсной компоненте волновой функции дейтрона. Существующие экспериментальные данные по дифференциальному сечению этой реакции [17] обладают следующими особенностями: (i) в угловом распределении дифференциальное сечение по мере приближения к углу  $180^\circ$  в системе центра масс возрастает; дифференциальное сечение для фиксированного угла быстро падает по мере увеличения энергии падающего протона (дейтрона); (iii) в этой энергетической зависимости имеется плато при кинетической энергии протона  $T_p$  от 0.3 до 0.7 ГэВ. Простейшим механизмом, который может быть ответствен за наличие пика под углом  $180^\circ$ , является механизм однонуклонного обмена (ОНО). Однако одного этого механизма недостаточно, чтобы объяснить весь выход протонов, и приходится привлекать представления о наличии в волновой функции дейтрона  $NN^*$ -компоненты [18, 19]. Для объяснения особенности при  $T_p \sim 0.6$  ГэВ в энергетической зависимости дифференциального сечения упругого  $pd$ -рассеяния назад были проведены расчеты в модели, где сечение  $pd$ -рассеяния в терминах треугольной диаграммы выражалось через сечение процесса  $NN \rightarrow dp$  [20, 21]. Учет  $D$ -волны в дейтроне и релятивистских эффектов позволил улучшить согласие расчетов [22] с экспериментальными данными. В

работе [23] дополнительно учитывалась спиновая структура элементарной амплитуды реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$ . В модели, развитой в работе [24], амплитуда упругого  $pd$ -рассеяния назад была выражена через амплитуды процесса  $NN \rightarrow N\Delta$ . Было показано, что учет интерференции возбуждения  $\Delta$ -изобары и ОНО приводит к хорошему описанию энергетической зависимости сечения реакции упругого  $pd$ -рассеяния назад при  $T_p \leq 1.0$  ГэВ. Аналогичный результат был получен также в работе [25], где рассматривались ОНО и механизмы рассеяния  $\Delta$ -изобары. Данные, полученные при энергиях выше области возбуждения  $\Delta$ -изобары, качественно воспроизводятся в рамках ОНО в динамике на световом фронте [26].

Новые экспериментальные данные о поляризационных наблюдаемых в инклюзивном развале дейтрона на ядрах водорода и других элементов с испусканием протонов под пулевым углом [5],[27]-[32] и в упругом  $dp$ -рассеянии назад [33, 34, 35] были недавно получены в Дубне и Сакле. Результаты этих экспериментов свидетельствуют в пользу того, что традиционное представление о дейтроне как о связанном состоянии нейтрона и протона на малых расстояниях между ними несправедливо.

Тензорная анализирующая способность  $T_{20}$  реакции фрагментации дейтрона с испусканием протона под  $0^\circ$  была измерена вплоть до внутреннего импульса нуклона  $k \sim 1$  ГэВ/с [28]-[29], определенного в системе бесконечного импульса [7]-[9]. Существенные отклонения экспериментальных данных от результатов вычислений, выполненных в рамках релятивистского ИП [36] с использованием стандартных волновых функций дейтрона, начинаются уже при  $k \sim 200$  МэВ/с. В моделях, учитывающих дополнительные к ИП механизмы [12, 37], разумное согласие с данными получено только до  $k \sim 600$  МэВ/с. Учет дополнительных компонент волновой функции дейтрона, связанных с релятивистскими эффектами [38, 39, 40], также не позволяет улучшить согласие с экспериментальными данными. Данные о  $T_{20}$  в реакции упругого  $dp$  назад [33, 34, 35] также существенно отличаются как от предсказаний, полученных в рамках механизма ОНО [41] с использованием стандартных волновых функций дейтрона, так и от вычислений, основанных на решении уравнения Бете-Солпитера [42]. Учет механизмов, дополнительных к ОНО, не улучшает описание данных [23, 25]. Данные о коэффициенте передачи поляризации от векторно поляризованного дейтрона к протону  $\kappa_0$ , полученные для обеих реакций вплоть до  $k \sim 0.55$  ГэВ/с [30]-[33], также находятся в сильном противоречии с расчетами, выполненными с использованием стандартных волновых функций дейтрона.

Наиболее интересным свойством новых поляризационных данных является то, что тензорная анализирующая способность  $T_{20}$  в обеих реакциях показывает при больших внутренних импульсах отрицательное значение  $\sim -0.3 \div -0.5$  [28, 29, 34], что находится в сильном противоречии со всеми расчетами, использующими волновые функции дейтрона, соответствующие известным реалистичным нуклон-нуклонным потенциалам. С другой стороны, учет ненуклонных степеней свободы в дейтроне дает неплохое согласие расчетов с данными и представляется перспективным.

Все данные, которые обсуждались выше, были получены в кинематических условиях, когда регистрировались протоны, испускаемые под углом  $0^\circ$ . В этом случае выход протонов от развала дейтронов обусловлен преимущественно процессом прямой фрагментации. По мере увеличения угла регистрации все возрастающую роль играет процесс жесткого рассеяния, в котором нуклон дейтрона испытывает соударение с нуклоном мишени. При определенных условиях вклады обоих процессов могут быть вполне сравнимы по величине. Эта качественная картина нашла свое воплощение в релятивистской модели жесткого рассеяния [43, 44]. В рамках этой модели удовлетворительно описываются [45] импульсные спектры протонов, испускаемых под  $0^\circ$  в результате развала дейтронов при 3.5 ГэВ/с [5], 5.75 ГэВ/с [3] и 9 ГэВ/с [2], с использованием общепринятых волновых функций дейтрона. Неудача попыток описать в рамках этого подхода поляризационные наблюдаемые в развале дейтрона под  $0^\circ$  [28]-[29] можно рассматривать как указание на проявление ненуклонных степеней свободы в дейтроне. В связи с этим отметим, что отрицательное асимптотическое значение  $T_{20}$  было получено в рамках подхода, мотивированного пертурбативной КХД [46] и основанного на методе редуцированных ядерных амплитуд [47]. Данные по  $T_{20}$  и  $\kappa_0$  в реакции  $^{12}\text{C}(d, p)X$  под  $0^\circ$  были описаны в рамках модели, учитывающей принцип Паули на кварковом уровне и многократное рассеяние [48]. Дополнительный к ОНО учет обменов резонансами с отрицательной четностью улучшает согласие вычислений с экспериментальными данными по  $T_{20}$  в упругом  $dp$ -рассеянии назад [49].

Измерения дифференциальных сечений развала дейтронов на различных мишенях с испусканием протонов с большими поперечными импульсами были выполнены при 5.75 ГэВ/с [3] и 9 ГэВ/с [50]. Результаты измерений импульсных спектров протонов, испускаемых под углами 103, 130 и 157 мрад в лаб. системе в результате развала дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах водорода, дейтерия и углерода [50], показали, что форма высокоимпульсных частей спектров не

зависит от атомного номера ядра мишени,  $A$ , и определяется только структурой дейтрона и механизмом дейтрон-нуклонного взаимодействия. Заметим, что подобное заключение было сделано и в связи с развалом дейтронов под  $0^\circ$  [2, 4]. Анализ [50] экспериментальных данных, выполненный в рамках релятивистской модели жесткого рассеяния [43, 44], основанной на динамике светового фронта [7]-[9], показал, что основной вклад в выход протонов дают прямая фрагментация и жесткое рассеяние нуклонов дейтрона на нуклонах мишени. Вклады диаграмм с двукратным перерассеянием и с рождением виртуальных пионов (что важно под  $0^\circ$  [12]) играют лишь вторичную роль. Отношение вкладов спектаторных протонов и протонов, испытавших жесткое соударение, зависит от угла наблюдения и импульса регистрируемых протонов. Например, при импульсе налетающих дейтронов 9 ГэВ/с и угле регистрации 103 мрад вклад спектаторных протонов с импульсами, большими, чем 5.3 ГэВ/с, превышает вклад жестко рассеянных протонов [50].

В настоящей работе измерения тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  в инклюзивной реакции фрагментации дейтрона проводились в условиях, когда детектируемый протон испускается под углом 85 мрад в лабораторной системе координат, что соответствует области углов вблизи  $90^\circ$  в системе покоя дейтрона. В таком случае в этой системе импульс протона в основном поперечен по отношению к импульсу падающего дейтрона. При этом на эксперименте можно достичь более высоких внутренних импульсов нуклонов в дейтроне, чем в случае детектирования протона под  $0^\circ$ .

В настоящей работе представлены первые данные о тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях реакции фрагментации дейтронов на угле, полученные при начальном импульсе дейтрона 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад. Кроме того, получены также инвариантные сечения процессов  $^{12}\text{C}(d, p)X$  и  $^{12}\text{C}(d, d)X$ . Статья организована следующим образом. В главе 2 описываются характеристики пучка поляризованных дейтронов, установка и схема эксперимента, детали обработки данных. В главе 3 приводятся и обсуждаются результаты измерений. В последней главе сформулированы основные выводы.

## 2 Эксперимент

### 2.1 Пучок поляризованных дейтронов

Эксперимент был проведен на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и установке СФЕРА, показанной на рис.1. Для измерения использовался пучок поляризованных дейтронов, полученных с помощью ионного источника ПОЛЯРИС [51]. Знак тензорной поляризации пучка изменялся от цикла к циклу как (0,-,+), где "0" означает отсутствие поляризации, а "-" и "+" соответствует знаку  $p_{zz}$ . Измерение поляризации пучка было проведено с помощью поляриметра АЛЬФА [52], измерявшего асимметрию в упругом рассеянии дейтронов на водороде на угол  $7.5^\circ$  при начальном импульсе дейтрона 3 ГэВ/с. Тензорная и векторная поляризации пучка оказались равными  $p_{zz}^+ = 0.624 \pm 0.029(stat) \pm 0.025(sys)$ ,  $p_{zz}^- = -0.722 \pm 0.022(stat) \pm 0.029(sys)$  и  $p_z^+ = 0.162 \pm 0.017(stat) \pm 0.003(sys)$ ,  $p_z^- = 0.209 \pm 0.013(stat) \pm 0.004(sys)$ , соответственно. Величины анализирующих способностей  $A_{yy}$  и  $A_y$ , необходимые для получения поляризации первичного пучка, взяты из работы [35]. Систематические ошибки в величине поляризации связаны с неопределенностями в анализирующих способностях  $A_{yy}$  и  $A_y$  для упругого  $dp$ -рассеяния.

Стабильность векторной составляющей поляризации дейтронов контролировалась в процессе набора данных on-line поляриметром, измерявшим асимметрию в квазиупругом  $pp$ -рассеянии [53], находившемся в фокусе F4 магнитного канала VP1. Асимметрии

$$A^\pm = \frac{n_l^\pm/n_r^\pm - n_l^0/n_r^0}{n_l^\pm/n_r^\pm + n_l^0/n_r^0}, \quad (1)$$

где  $n_{l,r}^{\pm,0}$  - числа отсчетов левого ( $l$ ) и правого ( $r$ ) плеч поляриметра, полученные для различных состояний поляризации пучка дейтронов ( $\pm, 0$ ) и нормированные на соответствующие значения монитора (показания ионизационной камеры в фокусе F4 канала VP1), приведены на рис.2. Светлые и темные символы соответствуют значениям асимметрий  $A^\pm$ , полученным во время контрольных измерений поляризации и набора экспериментальных данных, соответственно. Средние значения асимметрий, полученных во время контрольных измерений, составили  $0.033 \pm 0.004$  и  $0.035 \pm 0.004$  для "+" и "-" состояний поляризации, соответственно. Соответствующие средние значения асимметрий, полученные во время набора данных, оказались равными  $0.029 \pm 0.004$  и  $0.031 \pm 0.004$ . Согласие результатов обоих

измерений асимметрии свидетельствует о стабильности векторной составляющей поляризации пучка в течение эксперимента.

Тензорная поляризация пучка в ходе набора данных контролировалась несколько раз путем измерения выхода протонов с импульсом 6 ГэВ/с под углом  $0^\circ$  в реакции  $^{12}C(d,p)X$ , где тензорная анализирующая способность  $T_{20}$  хорошо известна. Результаты контрольных измерений дали значение  $T_{20} = -0.87 \pm 0.02$ , которое находится в хорошем согласии с мировыми данными [27, 28].

### 2.2 Измерения

Выведенный из ускорителя пучок дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с и типичной интенсивностью  $\sim 2 \cdot 10^9$  частиц за цикл направлялся на углеродную мишень, находившуюся в фокусе F5 канала VP1 (см.рис.1). Использовались мишени длиной 6.5 г/см<sup>2</sup> и 27.2 г/см<sup>2</sup>. Интенсивность пучка мониторировалась ионизационной камерой IC, находившейся перед мишенью.

Данные были получены при 6 настройках магнитных элементов, обеспечивавших выделение вторичных частиц с импульсами 4.57, 5.40, 5.88, 6.11, 6.63 и 7.04 ГэВ/с. Вторичные частицы, испущенные из мишени под углом 85 мрад. при помощи 3 отклоняющих магнитов (магнит  $M_0$  был выключен) и 3 дублетов линз транспортировались в фокус F6. Аксептанс экспериментальной установки был вычислен путем моделирования методом Монте-Карло [54]. Угловой аксептанс установки составлял  $\Delta\theta \approx \pm 8$  мрад, а импульсный аксептанс  $\Delta p/p$ , в зависимости от импульса, менялся от  $\pm 0.02$  до  $\pm 0.03$ . Результаты моделирования импульсных аксептансов установки при всех 6-ти настройках магнитных элементов приведены на рис.3. Указанные выше значения импульсов вторичных частиц, к которым относятся результаты измерений, соответствуют средним значениям импульсных аксептансов, полученных путем моделирования.

В качестве триггера использовались совпадения сигналов со сцинтилляционных счетчиков  $F_{61}$ ,  $F_{62}$  и  $F_{63}$ . Наряду с протонами от фрагментации дейтронов аппаратура регистрировала и дейтроны, испытавшие неупругое рассеяние и имеющие тот же импульс, что и выделенные протоны. По мере увеличения импульса регистрируемых частиц относительный вклад этих дейтронов возрастает. Чтобы подавить число запусков установки от фоновых дейтронов, при максимальном импульсе детектирования вторичных частиц в триггере дополнительно использовался сигнал с аэрогелевого черенковского счетчика  $\tilde{C}_1$  с радиатором, имеющим показа-

тель преломления 1.033. Порог формирователя сигнала с черенковского счетчика был выбран таким образом, чтобы потери протонов при этом не происходило. Коэффициент отбора триггера в этом случае составлял  $\sim 2$ . Эффект использования черенковского счетчика в триггере проиллюстрирован на рис.4. Здесь приведены спектры вторичных частиц по времени пролета, полученные без включения (рис. 4а) и с включением (рис. 4б) сигнала с черенковского счетчика в триггер. Эти же спектры характеризуют и надежное разделение вторичных дейтронов и протонов при настройке магнитного канала на максимальном импульсе 7.04 ГэВ/с.

### 2.3 Обработка данных

Идентификация регистрируемых частиц производилась по известному их импульсу и времени пролета между счетчиками  $F56_1 - F56_2$ ,  $F56_3 - F56_4$  и сцинтилляционным годоскопом  $HT$ , с одной стороны, и счетчиком  $F61$ , с другой, разнесенными на расстояние около 28 метров. Стартовым импульсом служил сигнал со счетчика  $F61$ , расположенного в фокусе  $F6$ . Разрешение времяпролетной системы  $\sigma_{ТОФ}$  было лучше чем 0.2 нс. В процессе обработки в качестве полезных отбирались только те события, для которых по крайней мере два измерения времени пролета были скоррелированы. Благодаря этому фон от случайных срабатываний время-пролетных счетчиков практически полностью исключался. Корреляция времен пролета частиц для настройки магнитных элементов установки на импульс 7.04 ГэВ/с продемонстрирована на рис.5.

Измерения без мишени были проведены при настройке магнитных элементов установки на импульс 6.11 ГэВ/с. В этом случае отношение выхода вторичных частиц в измерениях без мишени к выходу в измерениях с мишенью  $27.2 \text{ г/см}^2$  составило меньше чем 0.006.

Для определения инвариантного дифференциального сечения реакции  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}$  с испусканием протонов под углом  $85^\circ$  в данном эксперименте был специально измерен выход протонов с импульсом 6 ГэВ/с под углом  $0^\circ$ . Из сопоставления результата этого измерения с опубликованными в [2, 4] данными о дифференциальном сечении этой реакции с вылетом протонов под  $0^\circ$  была определена калибровочная константа  $C_{cal}$ , которая и позволила вычислить интересующее нас инвариантное дифференциальное сечение на основании соотношения

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = C_{cal} \cdot \frac{\bar{E}}{p^2} \cdot \frac{n^0}{\Delta p \Delta \Omega} \quad (2)$$

Здесь  $n^0$  - число отобранных протонов (или дейтронов), измеренное при отсутствии поляризации пучка и нормированное на соответствующее значение монитора (показания ионизационной камеры  $IC$ ).  $\Delta p$  и  $\Delta \Omega$  — импульсный и угловой аксептансы установки, соответственно, полученные в результате моделирования.  $\bar{p}$  и  $\bar{E} = \sqrt{m^2 + \bar{p}^2}$  — средний импульс и соответствующая ему энергия вторичной частицы с массой  $m$ . Отметим, что данные, приведенные в [2] и [4], при импульсе протона  $\sim 6$  ГэВ/с различаются приблизительно на 30%, что, по-видимому, объясняется методическими причинами. Для получения значения  $C_{cal}$  использовались данные работы [4]. Возможная систематическая ошибка в определении константы  $C_{cal}$ , обусловленная ошибкой калибровочных измерений [55] и статистической ошибкой дифференциального сечения фрагментации при импульсе протона 6 ГэВ/с, составляет  $\sim 15\%$ . Кроме того, следует иметь в виду наличие возможного фактора 1.4, на который инвариантное дифференциальное сечение, полученное в [2, 4], превышает данные, приведенные в [3]. При вычислении  $C_{cal}$  на данном этапе анализа, однако, этот фактор нами не учитывался.

Дифференциальное сечение реакции для разных состояний поляризации пучка дейтронов может быть записано в следующем общем виде:

$$\begin{aligned} \sigma^+ &= \sigma^0 \left( 1 + \frac{3}{2} p_z^+ A_y + \frac{1}{2} p_{zz}^+ A_{yy} \right), \\ \sigma^- &= \sigma^0 \left( 1 + \frac{3}{2} p_z^- A_y + \frac{1}{2} p_{zz}^- A_{yy} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\sigma^0$  — дифференциальное сечение реакции для неполяризованного пучка,  $A_{yy}$  и  $A_y$  — тензорная и векторная анализирующие способности, соответственно,  $p_{zz}^\pm$  и  $p_z^\pm$  — тензорная и векторная поляризация пучка дейтронов для состояний " + " и " - ". Величины  $A_{yy}$  и  $A_y$  могут быть найдены из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} A_{yy} &= 2 \left[ \frac{p_z^-}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-} \left( \frac{n^+}{n^0} - 1 \right) - \frac{p_z^+}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-} \left( \frac{n^-}{n^0} - 1 \right) \right], \\ A_y &= -\frac{2}{3} \left[ \frac{p_{zz}^-}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-} \left( \frac{n^+}{n^0} - 1 \right) - \frac{p_{zz}^+}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-} \left( \frac{n^-}{n^0} - 1 \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где  $n^+$ ,  $n^-$  и  $n^0$  — числа зарегистрированных частиц для разных знаков поляризации первичного пучка дейтронов, нормированные на соответствующую интенсивность пучка (показания ионизационной камеры  $IC$ ).

### 3 Результаты

#### 3.1 Импульсный спектр протонов

Инвариантное дифференциальное сечение реакции испускания протонов под углом 85 мрад в результате фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на ядрах углерода, приведено в таблице 1 и показано на рис.6 в зависимости от импульса протона в лабораторной системе. На этом же рисунке показаны результаты расчетов, выполненных для реакции  ${}^1H(d,p)X$  в рамках модели жестких соударений [45] с использованием волновых функций, соответствующих различным потенциалам  $NN$ - взаимодействия. Расчеты проводились с учетом интерферирующей суммы вкладов диаграмм, показанных на рис.7. На этом рисунке  $d$  обозначает налетающий дейтрон,  $p$  — протон мишени,  $p_1$  — регистрируемый протон,  $q_1, q_2, q_3$  — виртуальные нуклоны,  $p_2$  и  $p_3$  — недетектируемые нуклоны. Диаграмма а) соответствует процессу прямой фрагментации дейтрона, а диаграммы б) и в) отвечают ситуации, когда детектируется протон, испытавший дополнительное рассеяние.

Так как экспериментальные данные получены на углеродной мишени, то для качественного сопоставления результаты расчетов были умножены на  $12^{2/3}$ . Кривые соответствуют вычислениям с волновыми функциями дейтрона для парижского потенциала [57] (сплошная кривая), потенциала Рейда с мягким кором [58] (штриховая кривая), боннского потенциала [59] (пунктирная кривая), московского потенциала [60] (штрихпунктирная кривая). Видно, во-первых, что результаты расчетов для разных волновых функций заметно различаются; лучшее согласие с экспериментальными данными достигается в случае использования парижской волновой функции [57]. Аналогичное заключение было сделано и для импульсных спектров протонов, измеренных ранее под углами 103, 139 и 157 мрад [50]. Во-вторых, как и ранее [50], новые данные при больших импульсах протонов соответствуют степенной зависимости от атомного номера мишени  $A$  с показателем  $\sim 2/3$ . Это заключение следует из того, что результаты расчетов, выполненных для ядра водорода, умноженные на фактор  $12^{2/3}$ , хорошо согласуются с новыми данными, полученными на углероде.

Таким образом, данные по дифференциальному сечению в реакции  ${}^1H(d,p)X$  под углом 85 мрад качественно согласуются с результатами прежних измерений импульсных спектров протонов под большими углами [50], и их также можно описать в рамках релятивистского импульсного приближения с использованием стандартных ВФД, т.е. на основе учета в дейтроне только нуклонных степеней свободы.

#### 3.2 Анализирующие способности $A_{yy}$ и $A_y$ реакции ${}^{12}C(d,p)X$

Результаты измерения тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностей представлены в таблице 1 в зависимости от импульса протона  $p$  в лабораторной системе координат и импульса  $q$  в системе покоя дейтрона. Тензорная анализирующая способность  $A_{yy}$  положительна при больших импульсах протона и составляет приблизительно 0.1 по абсолютной величине.

Данные по  $A_{yy}$  показаны на рис.8. Здесь же приведены результаты расчетов, выполненных согласно модели жестких соударений [56] для реакции  ${}^1H(d,p)X$  при больших поперечных импульсах протонов с учетом диаграмм, представленных на рис.7. Анализирующая способность  $T_{kq}$  реакции определяется стандартным соотношением:

$$T_{kq} = \frac{\sum \int S_p (\mathcal{M} t_{kq} \mathcal{M}^\dagger) d\tau}{\sum \int S_p (\mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger) d\tau}, \quad (5)$$

где  $\mathcal{M}$  — полная амплитуда реакции с учетом всех рассматриваемых механизмов (см. рис. 7).  $d\tau$  — элемент фазового пространства, по которому идет суммирование (в случае инклюзивного описания реакции),  $t_{kq}$  — спин-тензорные операторы ранга  $k$  для начального состояния.

Окончательное выражение для тензорной анализирующей способности  $T_{2q}$ , учитывающее вклады от прямой фрагментации (диаграмма рис.7а) и жесткого рассеяния (диаграмма рис. 7б,в), имеет вид

$$T_{2q} \left( \frac{p_{10} d\sigma}{dp_1} \right)_0 = \frac{2\sqrt{3}}{(2\pi)^3} \left( F(x, p_{1T}) \frac{I(n, p)}{I(d, p)} \frac{1}{(1-x)^2} \sigma(np \rightarrow pX) + \int F(y, q_T) \frac{I(N, \vec{p})}{y I(d, p)} \frac{1}{y(1-y)} \frac{p_{10} d\sigma(Np \rightarrow p_1 X)}{dp_1} dy dq_T + (\text{interference term}) \right) \quad (6)$$

Здесь

$$F(x, p_{1T}) = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} Y_{2q}(\hat{\mathbf{k}}) \left( u(\mathbf{k}) w(\mathbf{k}) - \frac{1}{2\sqrt{2}} w^2(\mathbf{k}) \right),$$

$(p_{10}d\sigma/dp_1)_0$  — инвариантное дифференциальное сечение фрагментации неполяризованных дейтронов;  $I(n, p), I(d, p)$  — инвариантные потоки сталкивающихся частиц;  $x$  и  $y$  — доли продольного импульса дейтрона, уносимого в СБИ спектро- ром и вторым фрагментом, соответственно;  $\hat{k}$  — единичный вектор в направлении импульса нуклона ( $x, k_T$ ) в покоящемся дейтроне. Связь между импульсом  $k$  и импульсом детектируемого протона  $p_1$  в динамике светового фронта устанавливается на основе соотношений

$$x = \frac{p_{10} + p_{13}}{d_0 + d_3} = \frac{k_0 + k_3}{2k_0}, \quad p_{1T} = k_T, \quad x + y = 1, \quad (7)$$

откуда следует

$$k_0^2 = k^2 + m_N^2 = \frac{m_N^2 + k_T^2}{4x(1-x)}. \quad (8)$$

Явное выражение для интерференционного члена (*interference term*) слишком громоздко, и поэтому здесь не приводится; его вклад в величину  $T_{2q}$  не превышает нескольких процентов.

Тензорная анализирующая способность  $A_{yy}$  определяется как комбинация  $T_{20}$  и  $T_{22}$ :

$$A_{yy} = -\sqrt{2} \left[ \frac{1}{2} T_{20} + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22} \right] \quad (9)$$

Как уже отмечалось, спектры протонов с поперечными импульсами 0.5 — 1 ГэВ/с, образующихся в реакции  $^1H(d, p)X$  при начальном импульсе дейтрона 9 ГэВ/с, удовлетворительно описываются в модели жестких соударений [45, 50] с учетом только нуклонных степеней свободы в дейтроне. Такой же вывод можно сделать и относительно данных по дифференциальному сечению реакции  $^{12}C(d, p)X$  под углом 85 мрад, полученных в этом эксперименте. С другой стороны, экспериментальные данные по  $A_{yy}$ , особенно при больших импульсах протона, не удается воспроизвести в рамках этого же подхода [56] с использованием стандартных волновых функций дейтрона [57]-[60]. Результаты вычислений очень чувствительны к выбору дейтронной волновой функции. Кривые, показанные на рис.8, получены с учетом конечного аксептанса установки методом, описанным в работе [56]. Изменение в поведении  $A_{yy}$ , обусловленное конечным аксептансом, может оказаться достаточно существенным, но принципиально не меняет полученную зависимость  $A_{yy}$ .

Описываемые экспериментальные данные получены на углеродной мишени. Как отмечалось выше, высокоимпульсные части спектров протонов, измеренных под ненулевыми углами, не зависят от  $A$  [3, 50]. Это означает, что поправки на многократное рассеяние в данных кинематических условиях несущественны. Данные по тензорной анализирующей способности под нулевым углом [5] показывают приблизительную независимость  $T_{20}$  от  $A$  для ядер тяжелее  $^4He$ . Систематическая разница между значениями  $T_{20}$  для водородной и углеродной мишеней составляет всего лишь примерно 20% [5, 28, 29]. Данные о коэффициенте передачи поляризации  $k_0$  [30, 31, 32] также слабо зависят от  $A$ . Таким образом, экспериментальные данные, полученные при различных начальных энергиях и поперечных импульсах, показывают, что многократное рассеяние, по-видимому, играет малую роль. Поэтому ядерные мишени также пригодны для получения информации о структуре дейтрона. Тем не менее, измерение  $A_{yy}$  в реакции развала дейтронов на водородной мишени с испусканием протонов с большими поперечными импульсами, несомненно, представляло бы интерес.

Расчеты показывают, что под углом 85 мрад начиная с импульсов протонов, превышающих 5.3 ГэВ/с, прямая фрагментация дейтрона (рис.7а) все больше доминирует над жестким рассеянием нуклона дейтрона на нуклоне мишени (рис.7б, в). С другой стороны, протоны, регистрируемые под  $0^\circ$ , также в основном обусловлены прямой фрагментацией. Поэтому интересно сравнить наши данные по  $A_{yy}$  с данными по  $T_{20}$  под  $0^\circ$ . На рис.9 данные по  $A_{yy}$ , полученные в этом эксперименте, представлены вместе с данными о тензорной анализирующей способности  $T_{20}$ , соответствующими испусканию протона под  $0^\circ$  (под нулевым углом  $T_{20} = -\sqrt{2}A_{yy}$ ) на углеродной мишени [27, 28, 29] в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона

$$q = \sqrt{q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2}, \quad (10)$$

где  $q_{\parallel}$  и  $q_{\perp}$  — продольная и поперечная компоненты импульса  $q$ . Отметим, что если в случае испускания протона под  $0^\circ$  импульс  $q$  полностью продольный, то в условиях настоящего эксперимента весь импульс почти полностью определяется его поперечной компонентой. Величина  $A_{yy}$  для всех наборов данных при больших значениях  $q$  положительна. Похожая зависимость тензорной анализирующей способности в реакции  $^{12}C(d, p(0^\circ))X$  получена в модели, учитывающей кварковые степени свободы и многократное рассеяние [48]. Такое же поведение тензорной анализирующей способности в реакции упругого  $dp$ -рассеяния назад ожидается



в модели, учитывающей, паряду с ОНО, также обмен барионными резонансами с отрицательной четностью [49].

Как видно, экспериментальная ситуация для реакции развала дейтрона с испусканием протонов с большими поперечными импульсами выглядит так же, как и в случае вылета протона под нулевым углом: в то время как импульсные спектры протонов удовлетворительно описываются в рамках традиционных подходов с использованием стандартных волновых функций дейтрона [12]-[16], [20]-[25], данные о поляризационных наблюдаемых существенно противоречат предсказаниям этих моделей. В наибольшей степени это относится к тензорной анализирующей способности, которая чувствительна к отношению  $D$ - и  $S$ -компонент волновой функции дейтрона и измерена до больших внутренних импульсов. Отмеченное поведение накопленных экспериментальных данных, по-видимому, можно рассматривать как указание на возможное проявление ненуклонных степеней свободы в волновой функции дейтрона на малых расстояниях (например, шестикварковых конфигураций или их проекций на барион-барионные компоненты). Во всяком случае, очевидно, что наши представления о структуре дейтрона в области, где нуклоны сильно перекрываются, нуждается в ревизии, и накапливающаяся информация о поляризационных наблюдаемых в ядерных взаимодействиях релятивистских дейтронов и ее анализ помогут решить эту проблему.

При вычислении тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  [56] предполагалось, что амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния не зависит от спина, что представляется достаточно разумным в области импульсов протонов  $\sim 5$  ГэВ/с. Как следствие этого, векторная анализирующая способность  $A_y$  должна обращаться в нуль. Величина  $A_y$ , полученная в данном эксперименте и показанная на рис.10, действительно, невелика, но все же отлична от нуля. Это можно интерпретировать как то, что при этих энергиях зависящая от спина часть амплитуды  $NN$ - рассеяния отлична от нуля. Так как спектаторный механизм (рис.7а) начинает преобладать при импульсах протонов, превышающих 5.3 ГэВ/с, интересно сравнить полученные результаты по  $A_y$  с анализирующими способностями нейтрон-протонного и нейтрон-нейтронного упругого рассеяния. На рис.10 полученные данные по  $A_y$  сравниваются с результатами фазового анализа  $N-N$  рассеяния [61]. В качестве начальной энергии для налетающего нуклона бралась энергия нуклона с импульсом  $q_1$  (см. рис.7а). Штриховая кривая на рис. 10 получена как полусумма усредненных анализирующих способностей упругих  $pn$ - и  $pp$ -рассеяний (предполагается, что в пренебрежении кулоновскими эффектами ана-

лизирующие способности  $pp$ - и  $pn$ - рассеяний равны). На этом же рисунке приведены данные о средней анализирующей способности в полунклюзивной реакции  $pC \rightarrow (\text{one charged})X$  с регистрацией только одной заряженной частицы [62, 63]. Показанные сплошной линией. Помимо упругого рассеяния на квазисвободных нуклонах ядра углерода, вклад в эту реакцию могут давать и неупругие каналы, в том числе и с возбуждением ядра как целого. Подобные эффекты могут иметь место и в нашем случае. Как видно из рис. 10, при меньших импульсах знаки анализирующих способностей совпадают, а при максимальном импульсе - противоположны. Смена знака векторной анализирующей способности  $A_y$  в реакции фрагментации дейтрона может быть указанием на то, что поляризация нуклона в дейтроне также меняет знак при больших внутренних импульсах. В любом случае представляется интересным выполнить измерения передачи поляризации от векторно поляризованного дейтрона к протону.

### 3.3 Реакция неупругого рассеяния дейтронов

Одновременно с данными по фрагментации дейтрона в протоны были получены данные о реакции неупругого рассеяния дейтронов на углероде  $^{12}C(d,d)X$ .

Данные о дифференциальном сечении, тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях в реакции  $^{12}C(d,d)X$  при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с под углом 85 мрад приведены в таблице 2 в зависимости от импульса вторичного дейтрона и недостающей массы  $M_X$ , значение которой вычислено в предположении, что реакция идет на мишени с массой нуклона.

Эти же данные представлены на рис.11 в зависимости от недостающей массы  $M_X$ . При меньших значениях  $M_X$  тензорная анализирующая способность  $A_{yy}$  положительна, как и  $A_{yy}$ , измеренная в этой же реакции под нулевым углом [64]. Величина векторной анализирующей способности  $A_y$  также положительна при относительно малых значениях недостающей массы  $M_X$ . Обе наблюдаемые имеют близкие к нулю значения при  $M_X \sim 2.2$  ГэВ/ $c^2$ . Не нулевая величина векторной анализирующей способности  $A_y$  может свидетельствовать о заметной роли зависящей от спина части амплитуды реакции  $NN \rightarrow NN^*$  в области возбужденных масс  $M_X \sim 2.2$  ГэВ/ $c^2$ .

Отметим, что новые данные о тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  получены при существенно больших значениях 4-импульса  $|t|$ , чем данные о тензорной анализирующей способности под нулевым углом [64]. Совместный анализ данных.

полученных в различных кинематических условиях, может помочь в понимании механизма возбуждения барионных резонансов и их свойств.

## 4 Заключение

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

- Впервые получены данные о дифференциальном сечении, тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях в реакции фрагментации дейтронов на ядра углерода при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле регистрации вторичных протонов 85 мрад. Область измерений соответствует поперечным импульсам протонов в интервале от 390 до 600 МэВ/с, или же импульсу протона в системе покоя дейтрона вплоть до  $\sim 730$  МэВ/с.
- Тогда как измеренное дифференциальное сечение удовлетворительно описывается в рамках модели жестких соударений [45] с использованием волновой функции дейтрона для парижского потенциала [57], поведение тензорной анализирующей способности  $A_{yy}$  противоречит предсказаниями этой модели для стандартных волновых функций дейтрона [57]-[60].
- Новые данные об  $A_{yy}$ , полученные при больших поперечных импульсах, положительны при больших  $q$ , так же, как и данные об  $A_{yy}$  в инклюзивной реакции фрагментации дейтрона [28, 29] и об упругом  $dp$ - рассеянии назад [34]. Сходство поведения  $A_{yy}$  в указанных процессах может означать, что результаты экспериментов характеризуют внутренние свойства дейтрона на малых расстояниях. Поведение  $A_{yy}$  при больших  $q$  качественно согласуется с моделями, учитывающими ненуклонные степени свободы в дейтроне [46, 48, 49].
- Отличное от нуля значение векторной анализирующей способности  $A_y$  в реакции фрагментации дейтрона может свидетельствовать о существенной роли зависящей от спина части амплитуды  $NN$ - рассеяния.
- Получены данные о дифференциальном сечении, тензорной  $A_{yy}$  и векторной  $A_y$  анализирующих способностях реакции неупругого рассеяния дейтронов на углероде. Данные о  $A_{yy}$  получены при значительно больших 4-импульсах, чем в предыдущих экспериментах, выполненных с регистрацией частиц под нулевым углом [64].

Авторы выражают свою признательность персоналу ускорителя и источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС. Они благодарны за помощь Л.В.Будкину, Е.А.Колесниковой, П.П.Коровину, В.Г.Перевозчикову, Е.В.Рыжову и А.И.Широкову. Исследования были частично поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (гранты  $NN^\circ$  95-02-05070, 96-02-17207 и 96-02-17208), Дайкоу фондом, Японским обществом поддержки науки (JSPS) и Тойота фондом.

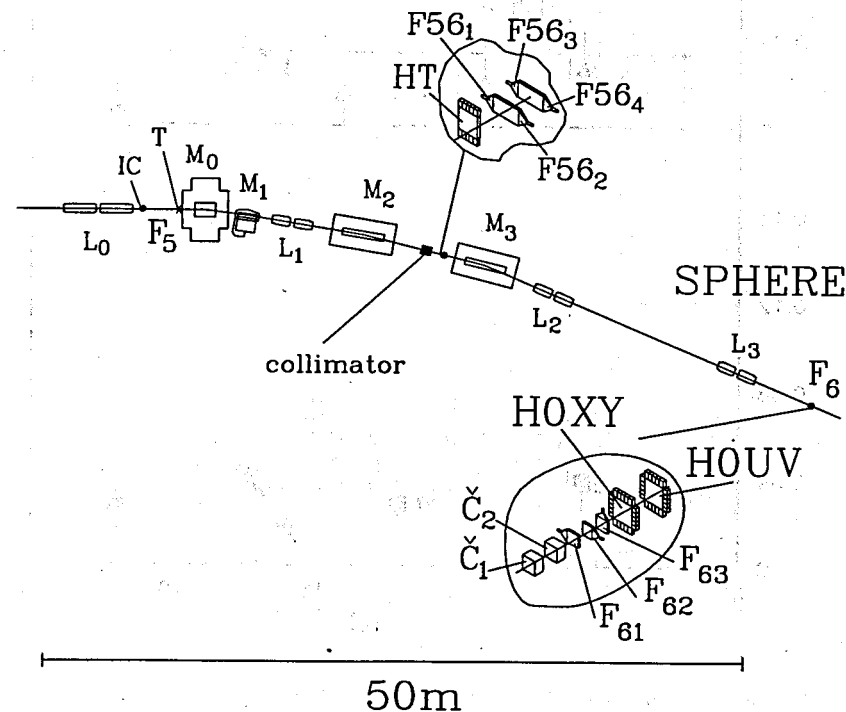


Рис.1. Схема установки СФЕРА с магнитным каналом VP1.  $M_i$  и  $L_i$  - магниты и линзы; IC - ионизационная камера; T - мишень;  $F_{61}$ ,  $F_{62}$ ,  $F_{63}$  - триггерные сцинтилляционные счетчики;  $\check{C}_1$  и  $\check{C}_2$  - пороговые черенковские счетчики;  $F_{561-4}$  - сцинтилляционные счетчики и HT - сцинтилляционный годоскоп для времяпродолетных измерений; HOXY и HOUV - годоскопы профиля пучка

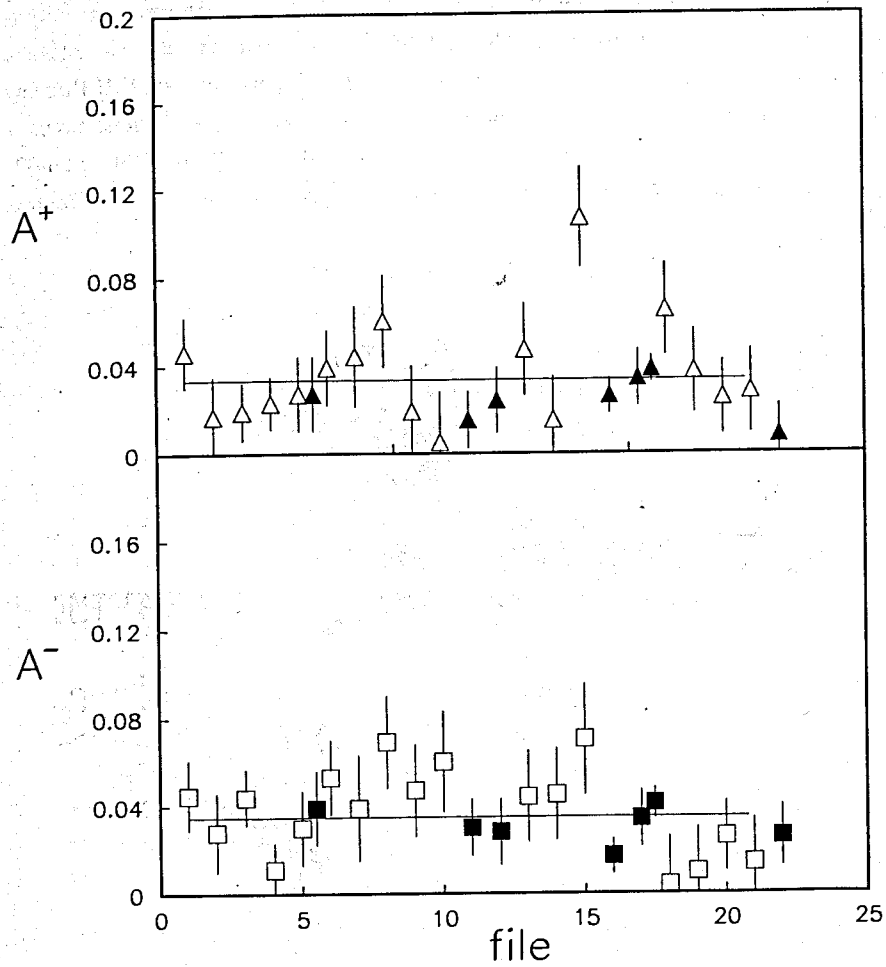


Рис.2. Асимметрии  $A^\pm$ , полученные на относительном поляриметре [53]. Пустые и заштрихованные символы показывают величины асимметрий  $A^\pm$ , полученных во время контрольных измерений поляризации и набора экспериментальных данных соответственно

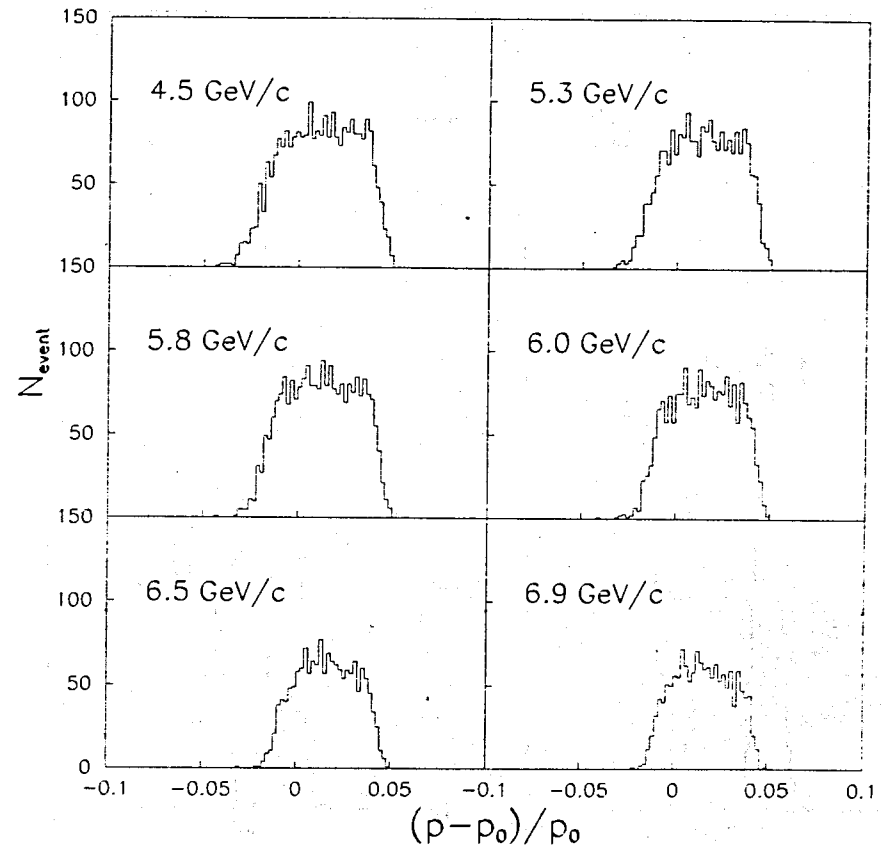


Рис.3. Результаты моделирования аксептанса установки для 6-ти настроек магнитных элементов.  $p_0$  - средний импульс, на который настраивались магнитные элементы;  $p$  - импульс зарегистрированных частиц

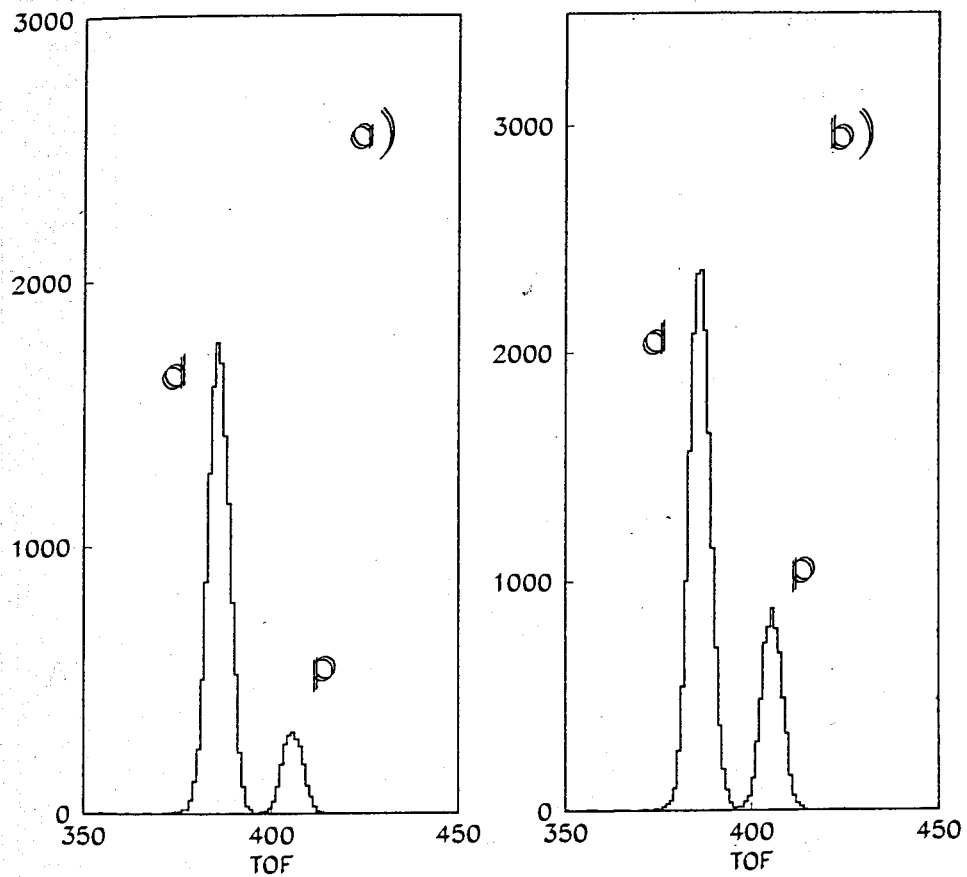


Рис.4. Времяпролетные спектры, характеризующие разделение частиц и использование порогового черенковского счетчика в триггере при настройке магнитных элементов установки на  $\sim 7$  ГэВ/с: а) без  $\check{C}_1$  в триггере; б) с  $\check{C}_1$  в триггере

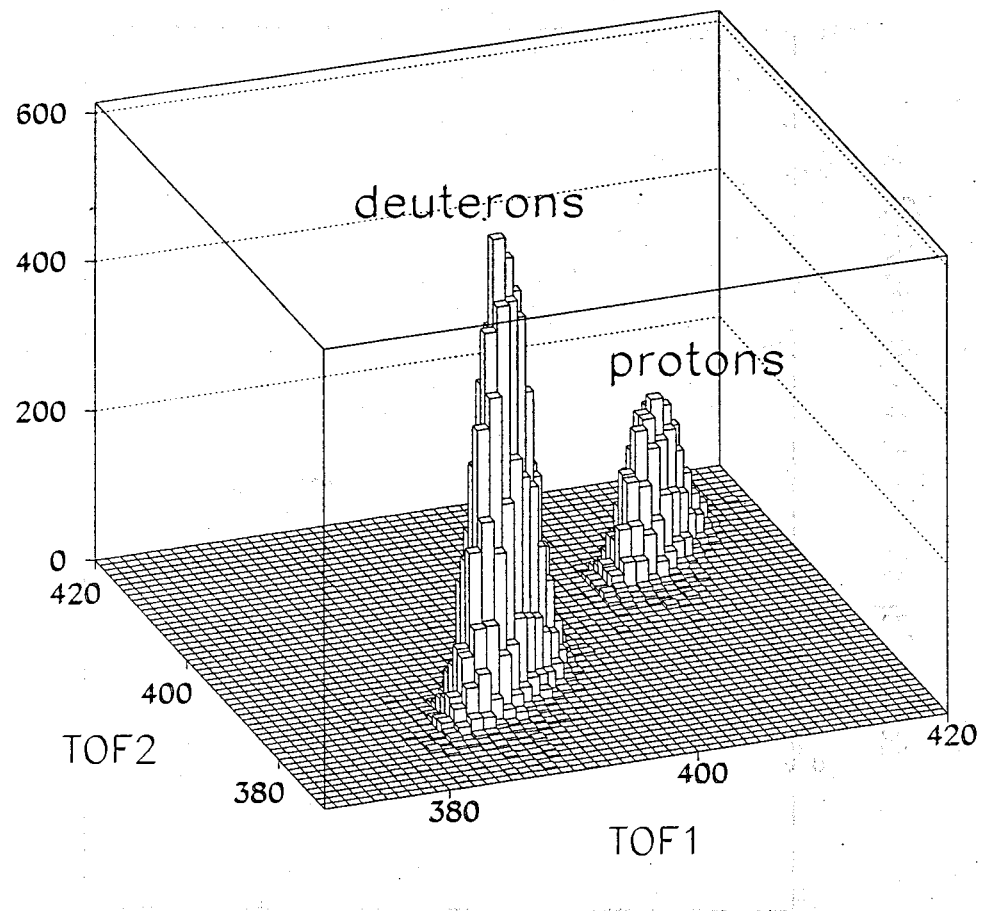


Рис.5. Корреляция между 2-мя независимыми временами пролета частиц при настройке магнитных элементов канала на  $\sim 7$  ГэВ/с. Дейтроны частично подавлены использованием черенковского счетчика в триггере

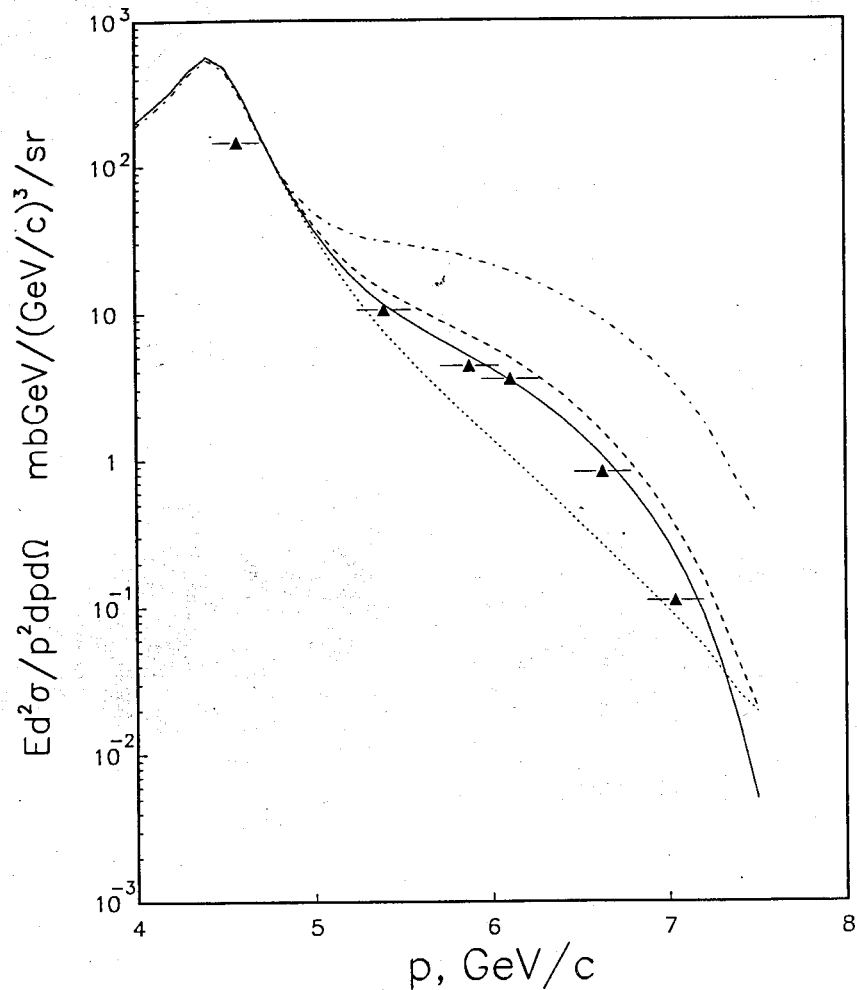


Рис.6. Дифференциальное сечение реакции фрагментации дейтронов с начальным импульсом 9 ГэВ/с на углероде в протоны, испускаемые под углом 85 мрад,  $^{12}\text{C}(d,p)X$ . Сплошной, штриховой, пунктирной и штрих-пунктирной линиями показаны результаты расчетов в модели жестких соударений [45] с использованием парижской [57], рейдовской [58], боннской [59] и московской [60] ВФД, соответственно.

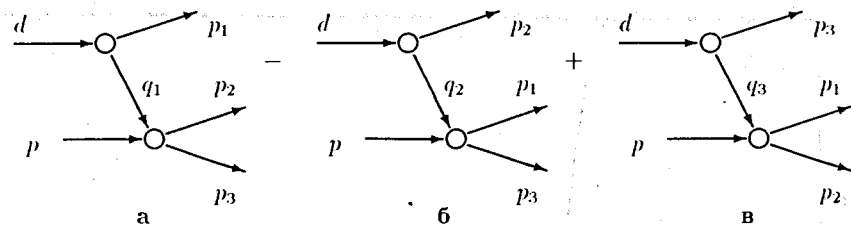


Рис.7. Диаграммы ИП, описывающие реакцию фрагментации дейтрона на водороде при больших поперечных импульсах протона.  $d$ - начальный дейтрон,  $p$ - протон мишени,  $p_1$ - детектируемый протон,  $q_1$ ,  $q_2$  и  $q_3$ - виртуальные нуклоны,  $p_2$  и  $p_3$  - нуклоны.

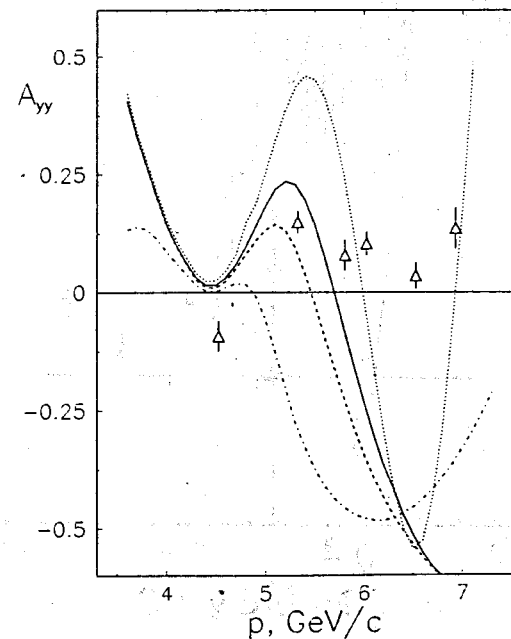


Рис.8. Тензорная анализирующая способность  $A_{yy}$  в реакции  $^{12}\text{C}(d,p)X$  при начальном импульсе дейтрона 9 ГэВ/с и угле испускания протона 85 мрад. Сплошной, штриховой, пунктирной и штрихпунктирной линиями показаны результаты расчетов в модели жестких соударений [45] с использованием парижской [57], рейдовской [58], боннской [59] и московской [60] ВФД, соответственно

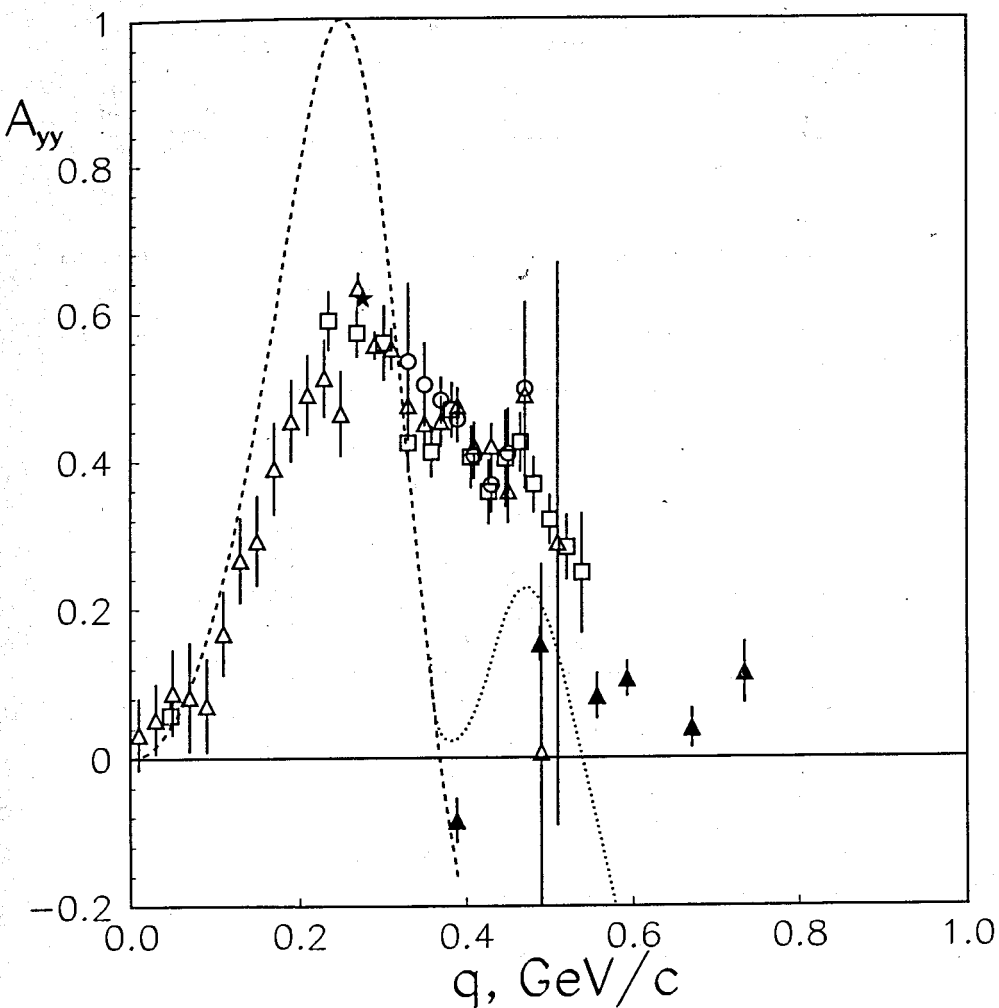


Рис.9. Сравнение данных по  $A_{yy}$ , полученных в этом эксперименте (заштрихованные треугольники), с данными, полученными под нулевым углом на углеродной мишени [27] (пустые треугольники), [28] (пустые квадраты) и [29] (пустые кружки) в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона  $q$ . Звездой показан результат измерения тензорной поляризации пучка во время данного эксперимента. Штриховая и пунктирная линии представляют результаты расчетов с использованием парижской ВФД [57] для угла испускания протона 0 и 85 мрад соответственно

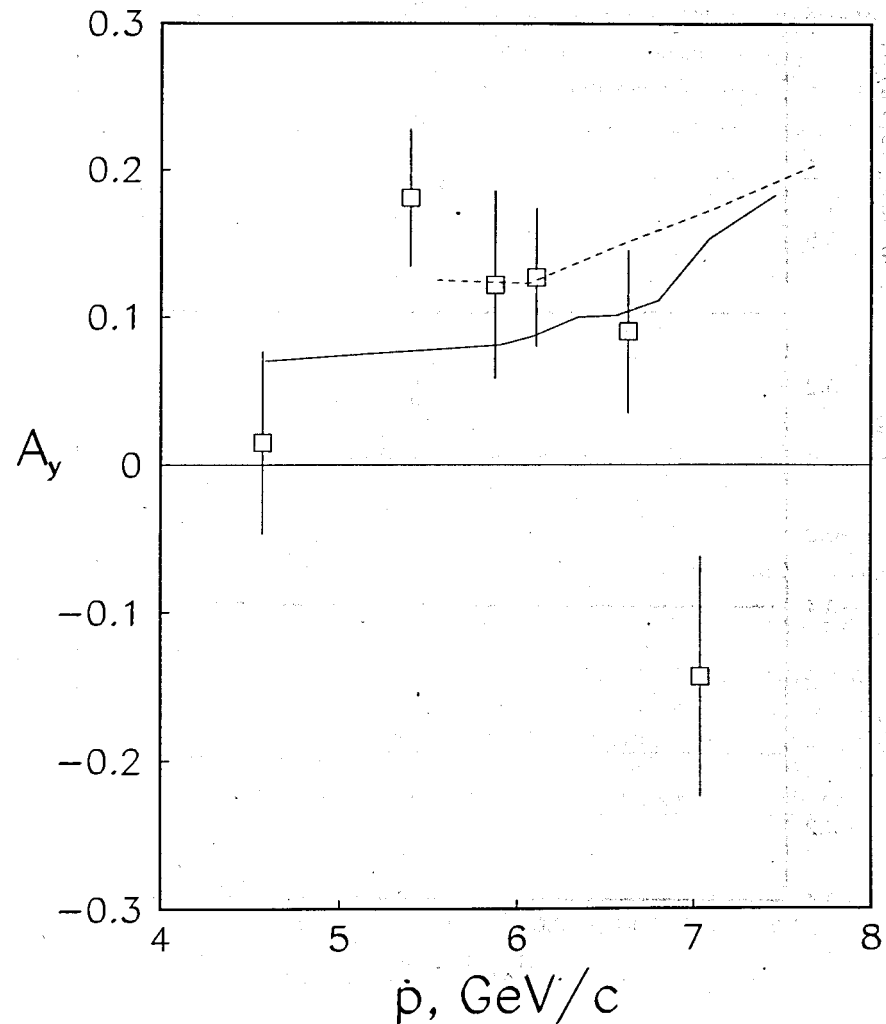


Рис.10. Векторная анализирующая способность  $A_y$  в реакции фрагментации дейтрона на углероде при начальном импульсе дейтрона 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад. Сплошной линией показаны результаты по средней анализирующей способности в полунклюзивной реакции  $pC \rightarrow (\text{one charged})X$  с детектированием только одной заряженной частицы [62, 63]. Штриховая линия получена как полусумма усредненных анализирующих способностей  $pp$ - и  $pp$ -упругого рассеяния из результатов фазового анализа [61].

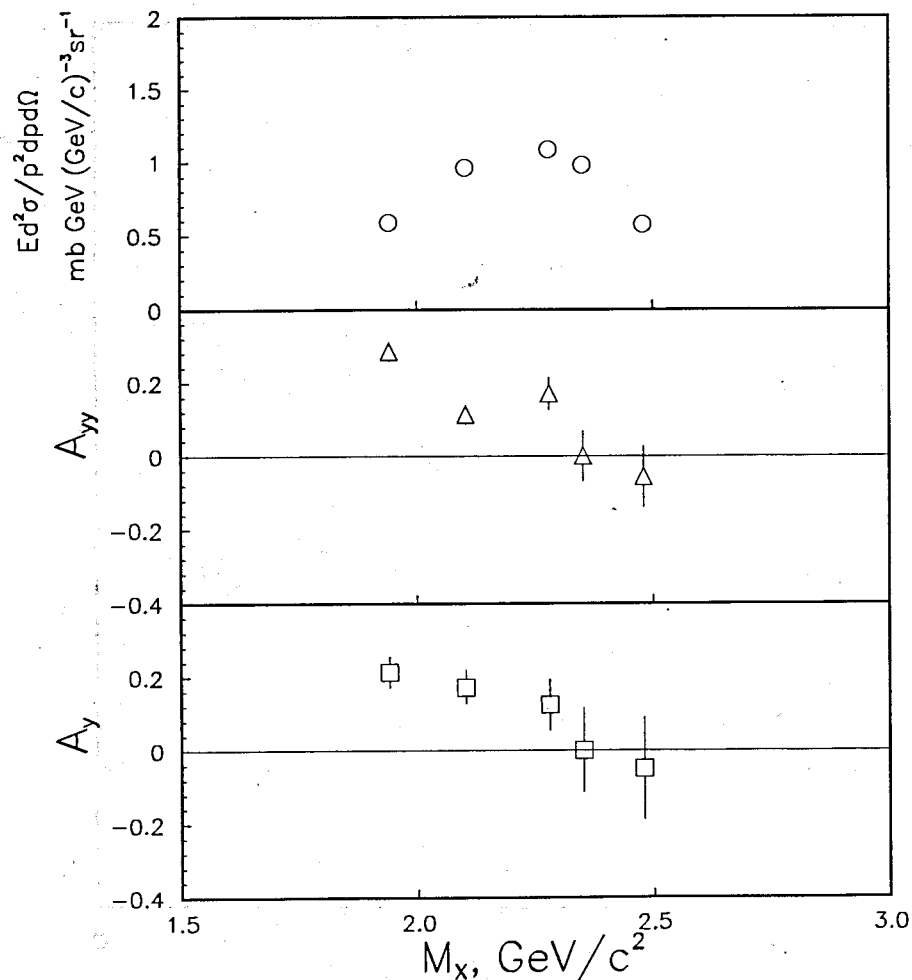


Рис.11. Сечение, тензорная и векторная анализирующие способности  $A_{yy}$  и  $A_y$  в реакции  $^{12}\text{C}(d,d)X$  в зависимости от возбужденной массы недетектируемой системы  $M_X$

Таблица 1. Сечение, тензорная и векторная анализирующие способности  $A_{yy}$  и  $A_y$  в реакции фрагментации 9 ГэВ/с дейтронов на углероде под углом 85 мрад.  $p$  - импульс протона в лабораторной системе с учетом потерь энергии в мишени.  $\Delta p$  - ширина интервала импульсов,  $q$  - импульс протона в системе покоя дейтрона

$p$ ГэВ/с	$\Delta p(FWHM)$ ГэВ/с	$q$ ГэВ/с	$Ed^2\sigma/p^2 dpd\Omega$ мб ГэВ (ГэВ/с) $^{-3}$ ср $^{-1}$	$A_{yy} \pm dA_{yy}$	$A_y \pm dA_y$
4.57	0.26	0.389	$145.3 \pm 4.4$	$-0.084 \pm 0.030$	$0.015 \pm 0.062$
5.40	0.30	0.488	$10.5 \pm 0.3$	$0.153 \pm 0.023$	$0.181 \pm 0.047$
5.88	0.33	0.557	$4.37 \pm 0.13$	$0.083 \pm 0.031$	$0.122 \pm 0.064$
6.11	0.32	0.593	$3.54 \pm 0.11$	$0.106 \pm 0.024$	$0.127 \pm 0.047$
6.63	0.32	0.671	$0.833 \pm 0.025$	$0.040 \pm 0.027$	$0.090 \pm 0.055$
7.04	0.32	0.734	$0.111 \pm 0.003$	$0.114 \pm 0.042$	$-0.143 \pm 0.081$

Таблица 2. Сечение, тензорная и векторная анализирующие способности  $A_{yy}$  и  $A_y$  в неупругом рассеянии 9 ГэВ/с дейтронов на углероде под углом 85 мрад.  $p$  - импульс вторичного дейтрона в лабораторной системе,  $M_X$  - масса возбужденной системы,  $t$  - 4-импульс, полученные с учетом потерь энергии частиц в мишени

$p$ ГэВ/с	$M_X$ ГэВ/с $^2$	$t$ (ГэВ/с) $^2$	$Ed^2\sigma/p^2 dpd\Omega$ мб ГэВ (ГэВ/с) $^{-3}$ ср $^{-1}$	$A_{yy} \pm dA_{yy}$	$A_y \pm dA_y$
7.04	1.940	-0.654	$0.588 \pm 0.018$	$0.285 \pm 0.026$	$0.213 \pm 0.043$
6.63	2.101	-0.736	$0.965 \pm 0.029$	$0.113 \pm 0.027$	$0.172 \pm 0.047$
6.11	2.279	-0.888	$1.091 \pm 0.033$	$0.170 \pm 0.044$	$0.124 \pm 0.071$
5.88	2.351	-0.979	$0.981 \pm 0.030$	$0.001 \pm 0.068$	$0.001 \pm 0.114$
5.40	2.480	-1.213	$0.576 \pm 0.017$	$-0.056 \pm 0.083$	$-0.049 \pm 0.140$

## Литература

- [1] Балдин А.М. и др., *Препринт ОИЯИ* P1-11168, 1977, Дубна.
- [2] Аблеев В.Г. и др., *Письма ЖЭТФ*, 1983, т.37, с.196;  
Ableev V.G. et al., *Nucl. Phys.*, 1983, v.A393, p.491, v.A411 p.541(E).
- [3] Anderson L. et al., *Phys.Rev.*, 1983, v.C28, p.1224.
- [4] Ableev V.G. et al., *JINR Rapid Comm.*, 1992, v.1[52]-92, p.10.
- [5] Perdrisat C.F. et al., *Phys. Rev.Lett.*, 1987, v.59, p.2840;  
Punjabi V. et al., *Phys. Rev.*, 1989, v.C39, p.608.
- [6] Glagolev V.V. et al., *Z.Phys.*, 1997, v.A357, p.107.

- [7] Dirac P.A.M., *Rev.Mod.Phys.*, 1949, v.21, p.392.
- [8] Weinberg S., *Phys.Rev.*, 1966, v.150, p.1313.
- [9] Frankfurt L.L. and Strikman M.I., *Phys.Rep.*, 1981, v.76, p.215.
- [10] Perdrisat C.F. and Punjabi V., *Phys.Rev.*, 1990, v.C42, p.1899.
- [11] Дахно Л.Г. и Никонов В.А., *Ядер.Физ.*, 1988, т.48, с.1426;  
Dakhno L.G. and Nikonov V.A., *Nucl.Phys.*, 1989, v.A491, p.652.
- [12] Lykasov G.I. and Dolidze M.G., *Z.Phys.*, 1990, v.A336, p.339;  
Лыкасов Г.И., *ЭЧАЯ*, 1993, т.24, с.140.
- [13] М.А.Браун и В.В.Вечернин, *Ядер.Физ.*, 1978, т.28, с.1466;  
*Ядер.Физ.*, 1986, т.46, с.1586.
- [14] Игнатенко М.А. и Лыкасов Г.И., *Ядер.Физ.*, 1987, т.46, с.1080.
- [15] Müller H., *Z.Phys.*, 1988, v.A331, p.99.
- [16] Azhgirey L.S., Ignatenko M.A. and Yudin N.P., *Z.Phys.*, 1992, v.A343, p.35.
- [17] Berthet P. et al., *J.Phys.G.: Nucl.Phys.*, 1982, v.8, p.L111; Dubal L. et al., *Phys.Rev.*, 1974, v.D9, p.597; Adler J.C. et al., *Phys.Rev.*, 1972, v.C6, p.2010; Boschitz E.T. et al., *Phys.Rev.*, 1972, v.C6, p.457.
- [18] Kerman A.K. and Kisslinger L.S., *Phys.Rev.*, 1969, v.180, p.1483.
- [19] Sharma J.S., Bhasin V.S. and Mitra A.N., *Nucl.Phys.*, 1971, v.B35, p.466;  
Sharma J.S. and Mitra A.N., *Nucl.Phys.*, 1976, v.A271, p.525;  
*Phys.Rev.*, 1974, v.D9, p.2547.
- [20] Craigie N.S. and Wilkin C., *Nucl.Phys.*, 1969, v.B14, p.477.
- [21] Barry G.W., *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1972, v.73, p.482; *Phys.Rev.*, 1973, v.D7, p.1441.
- [22] Колюбасов В.М. и Смородинская Н.Я., *Ядер.Физ.*, 1973, т.17, с.1211.
- [23] Nakamura A. and Satta L., *Nucl.Phys.*, 1985, v.A445, p.706.

- [24] Кондратюк Л.А. и Лев Ф.М., *Ядер.Физ.*, 1977, т.26, с.294.
- [25] Boudard A. and Dillig M., *Phys.Rev.*, 1984, v.C31, p.302.
- [26] Кондратюк Л.А. и Шевченко Л.В., *Ядер.Физ.*, 1979, т.29., с.792.
- [27] Аблеев В.Г. и др., *Письма ЖЭТФ*, 1988, т.47, с.558;  
Ableev V.G. et al., *JINR Rapid Comm.*, 1990, v.4[43]-90 p.5.
- [28] Aono T. et al., *Phys.Rev.Lett.*, 1995, v.74, p.4997.
- [29] Azhgirey L.S. et al., *Phys.Lett.*, 1996, v.B387, p.37.
- [30] Cheung N.E. et al., *Phys.Lett.*, 1992, v.B284, p.210.
- [31] Nomofilov A.A. et al., *Phys.Lett.*, 1994, v.B325, p.327.
- [32] Kuehn B. et al., *Phys.Lett.*, 1994, v.B334, p.298;  
Azhgirey L.S. et al., *JINR Rapid Comm.*, 1996, v.3[77]-96, p.23.
- [33] Punjabi V. et al., *Phys.Lett.*, 1995, v.B350, p.178.
- [34] Azhgirey L.S. et al., *Phys.Lett.*, 1997, v.B391, p.22.
- [35] Ажгирей Л.С. и др., *Ядер.Физ.*, 1998, v.61, p.494.
- [36] Frankfurt L.L. and Strikman M.I., *Phys.Lett.*, 1978, v.B76, p.285.
- [37] Дахно Л.Г. и Никонов В.А., *Ядер.Физ.*, 1989, т.50, с.1757.
- [38] Buck W.W. and Gross F., *Phys.Rev.*, 1979, v.D20, p.2361.
- [39] Браун М.А. и Токарев М., *ЭЧАЯ*, 1991, т.22, с.1237.
- [40] Kaptari L. et al., *Phys.Lett.*, 1995, v.B351, p.400.
- [41] Vasan S.S., *Phys.Rev.*, 1973, v.D8, p.4092;  
Karmanov V.A., *Ядер.Физ.*, 1981, т.34, с.1020.
- [42] Keister B.D. and Tjon J.A., *Phys.Rev.*, 1982, v.C26, p.578.
- [43] Schmidt I.A. and R. Blankenbecler R., *Phys.Rev.*, 1977, v.D15, p.3321;  
Wong Ch.-Y. and Blankenbecler R., *Phys.Rev.*, 1980, v.C22, p.2433.



- [44] Chemtob M. et al., *Nucl.Phys.*, 1979, v.A314, p.387.
- [45] Ажгирей Л.С. и др., *Ядер.Физ.*, 1988, т.48, с.87.
- [46] Kobushkin A.P., *J.Phys. G: Nucl.Part.Phys.*, 1993, v.19, p.1993.
- [47] Brodsky S.J. and Hiller J.R., *Phys.Rev.*, 1983, v.C28, p.475.
- [48] Kobushkin A.P., *Phys.Lett.*, 1998, v.B421, p.53.
- [49] Azhgirey L.S. and Yudin N.P., In: Inter.Symp. "Deuteron-97", July 1997, Dubna, Russia; to be published.
- [50] Ажгирей Л.С. и др., *Ядер.Физ.*, 1987, т.46, с.1134; *Ядер.Физ.*, 1991, т.53 с.1591;  
Azhgirey L.S. et al., *Nucl.Phys.*, 1991, v.A528, p.621.
- [51] Anishchenko N.G. et al., In: Proc. 5-th Int.Symp. on High Energy Spin Physics (Brookhaven, 1982), AIP Conf.Proc. 95 (N.Y.1983) p.445.
- [52] Ableev V.G. et al., *Nucl.Instr. and Meth.*, 1991, v.A306, p.73.
- [53] Ажгирей Л.С. и др., *ИТЭ*, 1997, т.1, с.51.
- [54] Afanasiev S.V. et al., *JINR Rapid Comm.*, 1997, v.4[84]-97, p.5.
- [55] Ableev V.G. et al., *JINR Rapid Comm.*, 1992, v.1[52]-92, p.5.
- [56] Ажгирей Л.С. и Юдин Н.П., *Ядер.Физ.*, 1994, т.57, с.160.
- [57] Lacombe M. et al., *Phys.Lett.*, 1981, v.B101, p.139.
- [58] Reid R.V., *Ann.Phys. (N.Y.)*, 1968, v.50, p.411.
- [59] Machleidt R. et al., *Phys.Reports*, 1987, v.149, p.1.
- [60] Krasnopol'sky V.M. et al., *Phys.Lett.*, 1985, v.B165, p.7.
- [61] Arndt R.A. et al., *Phys.Rev.*, 1997, v.C56, p.3005.

- [62] Cheung N.E. et al., *Nucl.Instr. and Meth.*, 1995, v.A363, p.561.
- [63] Апошина Е.В. и др., *Ядер.Физ.*, 1997, т.60, с.283.
- [64] Azhgirey L.S. et al., *Phys.Lett.*, 1995, v. B361, p. 21.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 июля 1998 года.