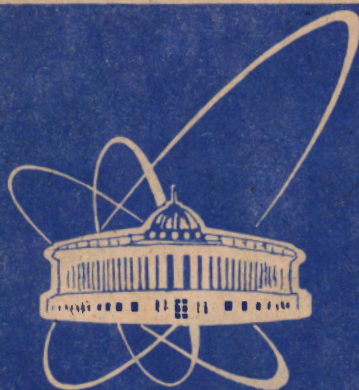


97-174



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

PI-97-174

ИЗМЕРЕНИЯ ТЕНЗОРНОЙ
АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ T_{20}
В РЕАКЦИЯХ $p(d,p)d$ И $p(d,p)pp$
ПОД УГЛОМ 0°
ПРИ ИМПУЛЬСАХ ДЕЙТРОНОВ 3,5 — 6,5 ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика».

1997

Л.С.Ажгирей^{1*}, В.В.Вихров², С.А.Запорожец¹, А.П.Кобушкин³,
В.П.Ладыгин¹, С.Недев⁴, Л.Пенчев⁵, Ч.Ф.Пердриза⁶, Н.М.Пискунов¹,
В.Пунжаби⁷, И.М.Ситник¹, Г.Д.Столетов¹, Е.А.Строковский¹,
А.И.Сямтомов³, Е.В.Черных¹, Л.Визирева⁴

¹Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

²Институт ядерной физики, Гатчина, Россия

³ИТФ, 252130, Метрологическая 14, Киев, Украина

⁴ВИХТ, София, Болгария

⁵ИЯФЯЭ, 1784 София, Болгария

⁶Колледж Вильяма и Мэри, Вильямсбург, VA 23185 США

⁷Норфолкский университет, Норфолк, VA 23504 США

*E-mail-address: azhgirey@cv.jinr.dubna.su

1. Введение

В последние годы были предприняты значительные усилия для исследования структуры дейтрона на малых расстояниях между составляющими его нуклонами. Новые интересные результаты были получены в экспериментах на пучках поляризованных дейтронов на ускорителе Сатурн в Сакле и на синхрофазотроне ОИЯИ в Дубне. В результате измерений тензорной анализирующей способности T_{20} в реакции развала дейтрона

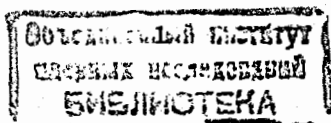


с вылетом фрагмента под углом 0° , выполненных в Сакле при кинетических энергиях дейтронов 1,25 и 2,1 ГэВ и на водородной и углеродной мишенях в Дубне при 7,2 ГэВ [1], было обнаружено, что между экспериментальными данными и предсказаниями моделей, основанных на импульсном приближении (ИП) с использованием стандартных волновых функций дейтрона, имеются существенные расхождения. Аналогичные заключения были сделаны и в результате измерений коэффициента передачи поляризации (от векторно поляризованного дейтрона к протону) в реакциях ${}^1\text{H}(\vec{d} \vec{p})X$ при 2,1 ГэВ [2] и в ${}^{12}\text{C}(\vec{d} \vec{p})X$ в области энергий от 4,4 до 7,3 ГэВ [3, 4].

Интерес к исследованию рассеяния дейтронов на протонах вызван главным образом тем, что этот процесс, по-видимому, является одним из простейших для исследования структуры дейтрона на малых расстояниях. В кинематическом пределе реакция (1) переходит в реакцию упругого dp -рассеяния назад (в с.ц.м.)



В рамках картины однонуклонного обмена (ОНО) (рис. 1, диаграмма (а)) она тесно связана с реакцией развала дейтрона (1) (рис. 1, диаграмма



(6)), в частности, без образования пионов,

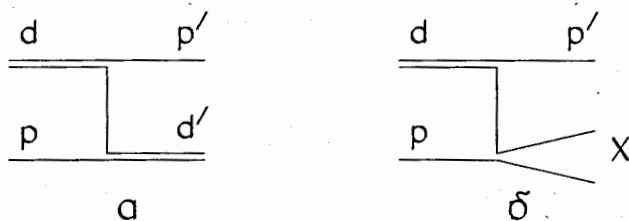


Рис. 1. Диаграмма однонуклонного обмена для упругого dp -рассеяния назад (а) и диаграмма импульсного приближения для развала дейтрона на протоне (б)

рассматриваемой в ИП. В этом подходе обе реакции эквивалентны в качестве источников информации о волновой функции дейтрона, а их сечения достаточно велики, что позволяет исследовать эту функцию вплоть до очень больших внутренних импульсов нуклонов. Сопоставление поляризационных характеристик обеих реакций при одинаковом внутреннем импульсе протона-спектатора могло бы служить чувствительным тестом на применимость приближений, используемых при изучении механизма указанных процессов.

Помимо применимости ИП или проявления ненуклонных степеней свободы в волновой функции дейтрона на малых расстояниях, в релятивистской ядерной физике остается открытым и ряд других вопросов. По существу, большая их часть связана с проблемой описания структуры релятивистских связанных систем [5] – [16].

Первые измерения T_{20} в упругом dp -рассеянии назад были выполнены на пучке поляризованных дейтронов ускорителя Сатурн при энергиях в области от 0,3 до 2,34 ГэВ [10]; недавно эти измерения были повторены [11]. Было найдено, что зависимость T_{20} от k , импульса внутреннего

движения нуклонов в дейтроне [12] – [16], отличается как от аналогичной зависимости для реакции развала дейтрона, так и от предсказаний, основанных на приближении ОНО.

В настоящей работе представлены результаты измерений T_{20} в упругом dp -рассеянии назад в с.д.м., выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ в течение двух сеансов работы в 1993 и 1994 гг. в области энергий, превышающей достижимую на Сатурне, при начальных импульсах дейтронов от 3,46 до 6,55 ГэВ/с. Приведены также полученные попутно с этими измерениями данные о наблюдаемой T_{20} для двухчастичного (происходящего без образования пионов) развала дейтронов на ядрах водорода и для реакции неупругого рассеяния дейтронов ${}^1H(d, d')X$. Изложение организовано следующим образом. В разделе 2 описываются характеристики пучка поляризованных дейтронов, экспериментальная установка и схема проведения эксперимента. В разделе 3 приводятся результаты измерения импульсных спектров протонов, обсуждается процедура разделения вкладов процессов (2) и (3) в полученные спектры, даются результаты вычисления тензорной анализирующей способности различных реакций, обсуждаются возможные систематические неопределенности. В заключение сформулированы основные результаты и выводы.

2. Эксперимент

2.1. Пучок поляризованных дейтронов

Пучок поляризованных дейтронов обеспечивался источником ПОЛЯРИС [17]. В процессе набора данных знак поляризации изменялся от цикла к циклу по схеме (0, -, +), где "0" означает отсутствие поляриза-

ции, а "−" и "+" соответствуют знаку $P_{zz} = \sqrt{2} \rho_{20}$; ось квантования была перпендикулярна плоскости, содержащей орбиту пучка в ускорителе.

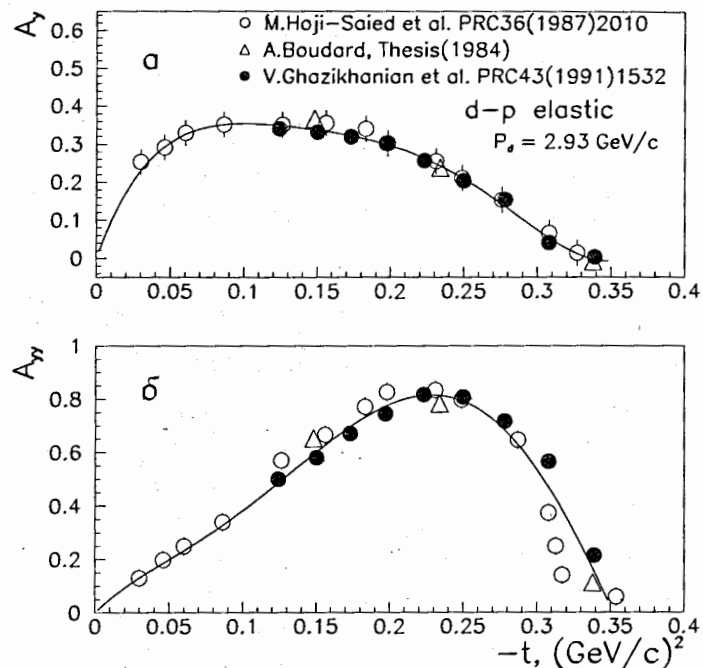


Рис. 2. Экспериментальные данные об анализирующих способностях A_y (а) и A_{yy} (б) реакции упругого рассеяния дейтронов с импульсом 3 ГэВ/с на протонах и результаты их аппроксимации (сплошные кривые), использованные для определения поляризации первичного пучка дейтронов

Поляризация пучка дейтронов определялась перед и после каждого сеанса работы на ускорителе с помощью поляриметра АЛЬФА [18] путем измерения асимметрии в упругом рассеянии тензорно поляризованных дейтронов с импульсом 3 ГэВ/с на ядрах водорода на угол $0,130$ рад ($t = -0,150 \pm 0,017 (\text{ГэВ}/c)^2$). Данные об анализирующей способности процесса упругого dp -рассеяния в этой области передач $|t|$ были взяты из

работ [19] – [21]. Использованные экспериментальные данные об A_y и A_{yy} вместе с результатами полиномиальной аппроксимации показаны на рис. 2. Величина $\langle A_{yy} \rangle$ находилась путем усреднения $A_{yy}(t)$ по интервалу значений t , охватываемых установкой. С этой целью использовалась аппроксимация данных о дифференциальном сечении упругого pd -рассеяния при 800 МэВ, приведенных в работе [22]. Значения анализирующих способностей, найденные в результате аппроксимации и усреднения, составили:

$$A_y(|t| = 0, 150 \text{ ГэВ}/c^2) = 0,3378, \quad \langle A_y \rangle = 0,3383,$$

$$A_{yy}(|t| = 0, 150 \text{ ГэВ}/c^2) = 0,5987, \quad \langle A_{yy} \rangle = 0,5915.$$

Результаты определения поляризации пучка в разных сеансах приведены в табл. 1. В итоге использованные в обработке данных усредненные значения поляризаций составили для сеанса 1993 г. $\rho_{20}^- = -0,467 \pm 0,007 \pm 0,007$, $\rho_{20}^+ = 0,425 \pm 0,009 \pm 0,015$, и для сеанса 1994 г. $\rho_{20}^- = -0,581 \pm 0,005 \pm 0,006$, $\rho_{20}^+ = 0,566 \pm 0,008 \pm 0,017$, где указаны как статистические, так и возможные систематические ошибки.

Табл. 1. Результаты измерения поляризации пучка дейтронов в разных сеансах. Указаны только статистические погрешности

| сеанс | 24.02.93 | 14.03.93 | 22.02.94 | 9.03.94 |
|------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| p_z^- | $-0,2256 \pm 0,0066$ | $-0,2343 \pm 0,0098$ | $-0,2513 \pm 0,0036$ | $-0,2406 \pm 0,0080$ |
| p_{zz}^- | $-0,6423 \pm 0,0116$ | $-0,7068 \pm 0,0181$ | $-0,8182 \pm 0,0078$ | $-0,8341 \pm 0,0159$ |
| p_z^+ | $-0,2174 \pm 0,0087$ | $-0,1836 \pm 0,0132$ | $-0,2418 \pm 0,0050$ | $-0,2574 \pm 0,0112$ |
| p_{zz}^+ | $+0,6123 \pm 0,0154$ | $+0,5709 \pm 0,0248$ | $+0,7888 \pm 0,0126$ | $+0,8378 \pm 0,0231$ |

Другие параметры пучка, такие, как его положение и размеры в контрольных точках, а также параметры, характеризующие работу ускорителя, мониторировались контрольной системой ускорителя и передавались на экспериментальную установку после каждого импульса ускорителя. Анализ этой информации показал, что угловой разброс пучка в

месте расположения мишени составлял $\simeq 5$ мрад (1σ) при отсутствии сколько-нибудь заметной азимутальной асимметрии.

2.2. Схема эксперимента

Выведенный из ускорителя пучок дейтронов с интенсивностью $\sim 10^9$ частиц в импульсе, длительностью около 500 мс, направлялся на жидководородную мишень T длиной 30 см, расположенную в фокусе $F3$ (см. рис. 3). Вторичные частицы, испущенные в результате взаимодействий в мишени под углом (0 ± 15) мрад, а также нерассеявшаяся часть первичного пучка попадали в ионопровод $VP1$. Дипольные магниты, расположенные между фокусами $F3$ и $F4$ (не показаны на рис. 3), выделяли частицы нужного импульса и направляли их в магнитный спектрометр АЛЬФА [23] со сцинтилляционными счетчиками и пропорциональными камерами. Для каждого начального импульса дейтронов магнитные элементы канала ВП1 и спектрометра настраивались на импульс протонов отдачи от реакции (2), испущенных вперед в лабораторной системе. Фоновые частицы, главным образом дейтроны от реакции $p(d, d')X$, также попадали в спектрометр.

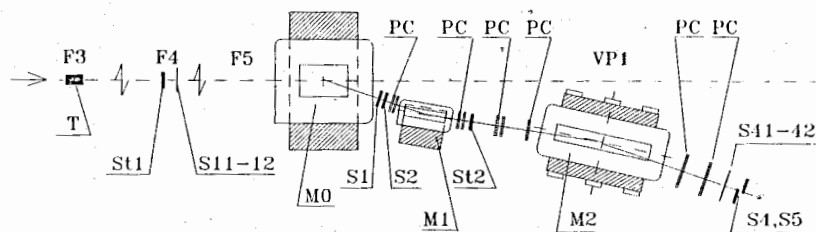


Рис. 3. Расположение магнитного спектрометра АЛЬФА на канале ВП1. M_i обозначает магнитные элементы (M_1 и M_2 — перемещаемые), S_i — сцинтилляционные счетчики, PC — пропорциональные камеры, T — мишень

Импульсный акцептанс канала и спектрометра составлял $\Delta p/p \simeq \pm 3\%$. За исключением экспозиции при 6,55 ГэВ/с токи возбуждения в магнитных элементах выбирались так, чтобы протоны от реакции (2) попадали в середину интервала, определяемого импульсным акцептансом, и регистрировались со 100%-й геометрической эффективностью.

Система перемещаемых магнитных диполей спектрометра юстировалась таким образом, чтобы обеспечить в анализирующем магните $M2$ угол отклонения около 250 мрад. Значения поля в магнитах $M0$, $M1$ и $M2$ контролировались с помощью датчиков Холла. Для уменьшения влияния многократного рассеяния регистрируемых частиц в воздухе на импульсное разрешение спектрометра пространство на пути частиц в магните $M2$ заполнялось гелием. В итоге импульсное разрешение составило $\delta p/p \simeq (0,2 - 0,3) \times 10^{-2}$ (1σ). Форма кривой импульсного разрешения установки была найдена путем измерения импульсного распределения для первичного пучка дейтронов с импульсами, близкими к импульсам протонов отдачи от реакции (1). Оказалось, что для всех начальных импульсов ее можно было аппроксимировать зависимостью

$$R(p) = 0,9 \exp(-(p - p_{el})^2 / 2 \delta p_{el}^2) + 0,1 \exp(-(p - p_{el})^2 / 8 \delta p_{el}^2), \quad (4)$$

причем $\delta p_{el} \simeq 10 - 15$ МэВ/с.

В качестве триггера первого уровня использовались совпадения сигналов со сцинтилляционных счетчиков $S_{t1}, S_1, S_2, S_{t2}, S_4$ или S_5 . Регистрация фоновых дейтронов, имеющих тот же импульс, что и выделяемые протоны, частично подавлялась с помощью цифрового триггера второго уровня по времени пролета [24], использующего счетчики S_{t1} и S_{t2} , разнесенные на 40 м. Триггер второго уровня настраивался таким образом, чтобы эффективность регистрации протонов не уменьшалась. Использование этого триггера позволило уменьшить число запусков установки при максимальном импульсе дейтронов примерно в 30 раз.

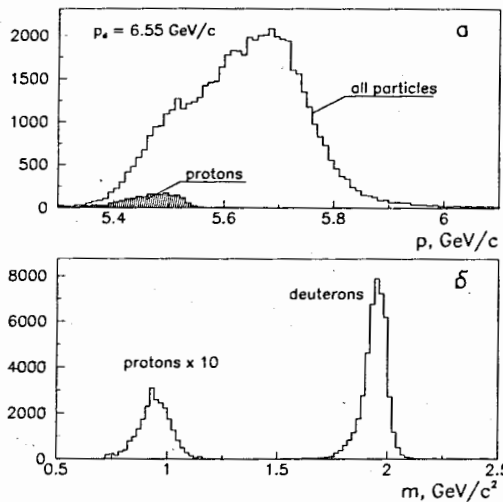


Рис. 4. Импульсный спектр вторичных частиц зарегистрированных при начальном импульсе дейтронов 6,55 ГэВ/с (а) и соответствующее этому спектру распределение по массам (б). Выделенные протоны показаны на рис. 6(а) в виде заштрихованной площади

Информация со счетчиков S_{11-12} и S_{41-42} , разнесенных на расстояние 50 м, использовалась в процессе обработки данных для определения времени пролета регистрируемых частиц. После учета поправок, связанных с флуктуациями амплитуд регистрируемых сигналов, временное разрешение времяпролетной системы составило $\simeq 0,24$ нс (1σ). Идентификация регистрируемых частиц производилась по значениям их масс, вычисленных из измеренных значений их импульсов и времен пролета. Разрешение по массе регистрируемых частиц составляло $\simeq 45$ МэВ/с² (1σ), что было более чем достаточно для однозначного разделения протонов и дейтронов. Достигнутое разделение протонов и дейтронов проиллюстрировано на рис. 4. На рис. 4(а) показан импульсный спектр вторичных частиц,

зарегистрированных при максимальном начальном импульсе дейтронов 6,55 ГэВ/с (в этом случае примесь дейтронов максимальна). Соответствующее разделение по массам приведено на рис. 4(б). Выделенные протоны показаны на рис. 4(а) в виде заштрихованной площади. Основные параметры экспериментальной установки приведены в табл. 2.

Табл. 2. Параметры установки для измерения T_{20} в упругом dp -рассеянии назад

| | |
|---|--|
| угол рассеяния, лаб.сист. | 0 ± 15 мрад |
| угол рассеяния, с.д.м. | $(180 \pm 2, 4)^\circ$ для наименьшего имп. $(180 \pm 3, 0)^\circ$ для наибольшего имп. |
| угол отклонения в магните | 250 мрад |
| импульсное разрешение, $\delta p/p$ | $(0, 2 - 0, 3) \times 10^{-2}$ (1σ) |
| разрешение по недостающей массе | 4 МэВ/с ² для наименьшего имп. 8 МэВ/с ² для наибольшего имп. |
| импульсный акцептанс, $\Delta p/p$ | $\pm 3\%$ |
| времяпролетная база | 50 м |
| разрешение по времени пролета | 0,24 нс (1σ) |
| разрешение по массе регистрируемых частиц | 45 МэВ/с ² (1σ) |

3. Результаты эксперимента

3.1. Импульсные спектры протонов

Импульсные спектры протонов, испущенных под углом 0° во взаимодействиях дейтронов с начальными импульсами 3,46—6,55 ГэВ/с с ядрами водорода, показаны на рис. 5, 6. Здесь приведены спектры, просуммированные по всем значениям поляризации первичного пучка. Пики в высокоимпульсных частях спектров обусловлены главным образом про-

тонами, испытавшими упругое рассеяние на дейтронах на угол 180° в с.ц.м.

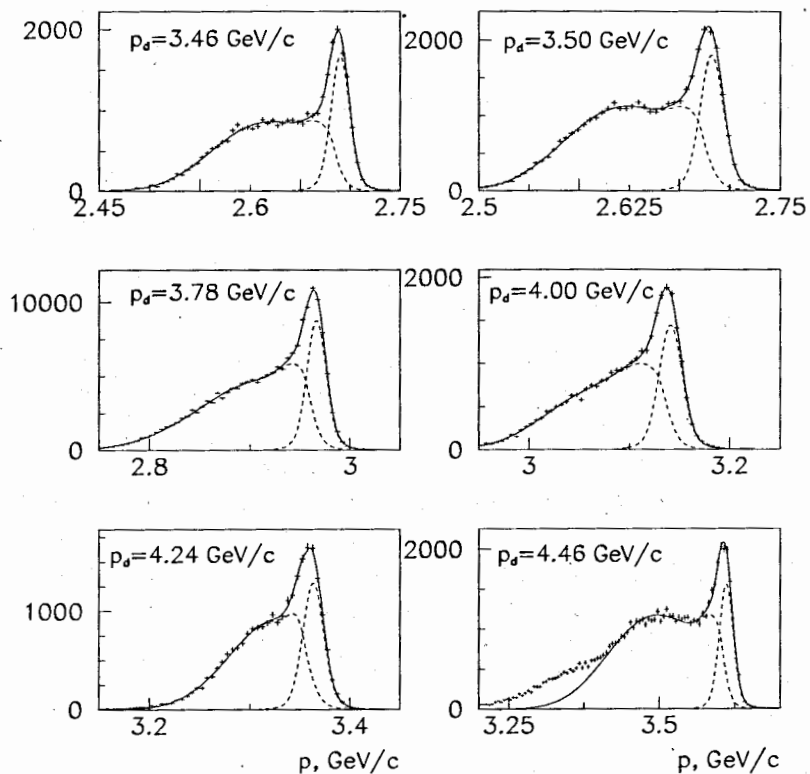


Рис. 5. Импульсные спектры протонов, испущенных под углом 0° во взаимодействиях дейтронов с ядрами водорода при начальных импульсах дейтронов 3,46, 3,50, 3,78, 4,00, 4,24 и 4,46 ГэВ/с. Разделение протонов, соответствующих упругому рассеянию и развалу дейтронов, показано штриховыми кривыми

Фон протонов от пустой мишени может возникать в результате квазиупругого рассеяния нуклонов дейтрона на нуклонах ядра и диссоциации дейтрона на ядре как целом или его части. Кинематический предел для испускаемых при этом протонов выше, чем положение пика от упругого dp -рассеяния. Таким образом, часть распределения протонов справа

от упругого пика могла бы служить мерой эффекта от пустой мишени. Для оценки фона в области упругого пика были использованы данные, полученные с мишенью, из которой водород испарялся в процессе измерений. Сопоставление их со спектрами для полной мишени показало, что фон от пустой мишени не превышал 10 %.

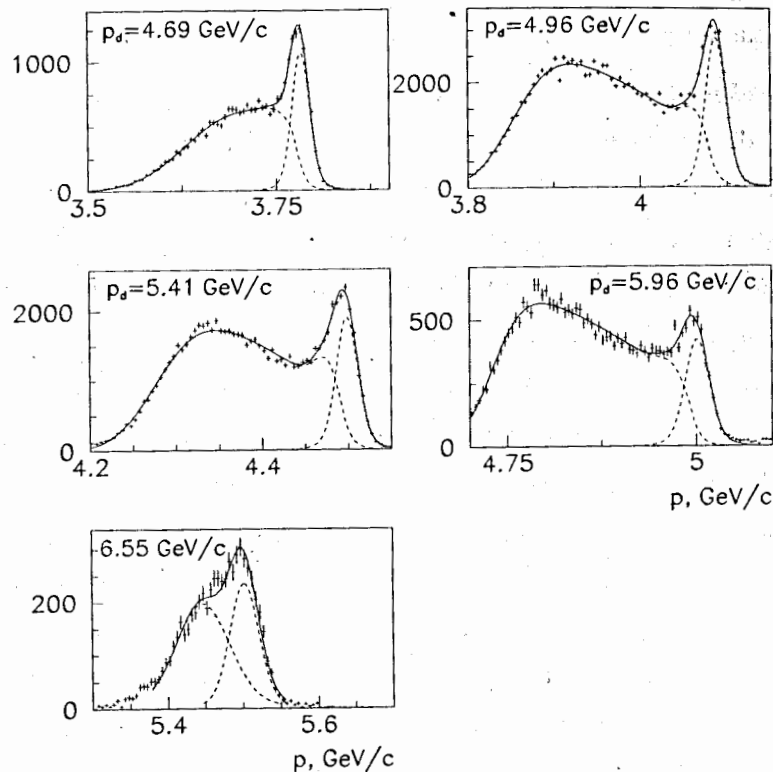


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, при начальных импульсах дейтронов 4,69, 4,96, 5,41, 5,96 и 6,55 ГэВ/с

Слева от пиков, отвечающих упругому рассеянию, находятся распределения протонов от неупругого процесса (3), кинематическая граница для которых определяется наименьшей возможной недостающей массой ($m_X = m_p + m_n$). Спад этих распределений в низкоимпульсных частях

спектров определяется импульсным акцептансом спектрометра, который можно было описать зависимостью

$$G(p) = (1 + \frac{z}{|z|} \operatorname{erf}|z|)/2, \quad (5)$$

$$z = (p - p_{ac})/\sqrt{2} \delta p_{ac},$$

где $\operatorname{erf}(z)$ – интеграл вероятностей, $p_{ac} \simeq 0,98p_0$, $\delta p_{ac} \simeq 0,01p_0$, p_0 – импульс, на который настроены магнитный канал и спектрометр.

Отметим, что протоны от развала дейтронов, сопровождаемого рождением пионов, не регистрировались, так как их импульсы находились вне интервала, перекрываемого импульсным акцептансом спектрометра.

Верхняя граница спектров протонов от реакции (3) на 4 МэВ/с ниже, чем положение пиков от реакции (2), но ввиду конечного импульсного разрешения спектрометра вклады обоих процессов частично перекрывались. Чтобы пояснить процедуру разделения этих вкладов, рассмотрим сначала возможные подходы к описанию формы спектров протонов от реакции (3).

Рассмотрим процесс прямой фрагментации дейтронов на протонах без пионообразования (3), схематически изображенный на рис. 1(б). Пусть 4-импульсы налетающего дейтрона, протона мишени и регистрируемого протона суть d, p и p' соответственно. Тогда квадраты полной энергии столкновения s и недостающей массы (эффективной массы np -пары) s' можно записать в виде

$$s = (d + p)^2, \quad s' = (d + p - p')^2. \quad (6)$$

В рамках статистического подхода импульсный спектр протонов, регистрируемых в реакции (3) под фиксированным углом, пропорционален фазовому объему np -пары, который, в приближении $m_p = m_n = m$, имеет вид (см., например, [25])

$$S_{np} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{4m^2}{s'}\right)}. \quad (7)$$

В релятивистском импульсном приближении инвариантное дифференциальное сечение этого процесса можно записать в виде [26, 27]

$$p_0 \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_t(s') \frac{k_0 |\phi(k)|^2}{2(1-x)} L(p), \quad (8)$$

где $\phi(k)$ – волновая функция дейтрона в его системе покоя, а $\sigma_t(s')$ – полное сечение взаимодействия нейтрона, входящего в состав дейтрона, с протоном-мишенью.

Импульс движения нуклонов внутри дейтрона k следующим образом связан с переменными светового фронта (или системы бесконечного импульса) x, p_T :

$$x = \frac{p_0 + p_3}{d_0 + d_3}, \quad k_0^2 = \frac{m^2 + p_T^2}{4x(1-x)}, \quad k_T = p_T, \quad k_0^2 = m^2 + k^2. \quad (9)$$

Функция

$$L(p) = \frac{\lambda^{1/2}(s', m^2, m^2)}{(1-x)\lambda^{1/2}(s, m^2, m_d^2)},$$

где

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc,$$

пропорциональная отношению инвариантных потоков сталкивающихся частиц, обеспечивает обращение в нуль дифференциального сечения на кинематической границе реакции (3).

При приближении к кинематической границе относительный импульс в конечной np -системе стремится к нулю, и можно ожидать сильного эффекта взаимодействия в конечном состоянии. Известно, что полное сечение np -взаимодействия при "нулевой" скорости нейтрона достигает значения $(20,4 \pm 0,1)$ барн [28] из-за наличия виртуального уровня шириной 70 кэВ в синглетном состоянии np -пары (см., например, [29]). Зависимость $\sigma_t(s')$ от s' показана на рис. 7, где светлые точки взяты из компиляции [30], а черная точка соответствует данным работы [28]. В области

значений $s' \leq 3,58 \text{ ГэВ}^2$ данные о $\sigma_t(s')$ описываются в приближении эффективного радиуса [29], а при других s' они аппроксимировались плавной зависимостью.

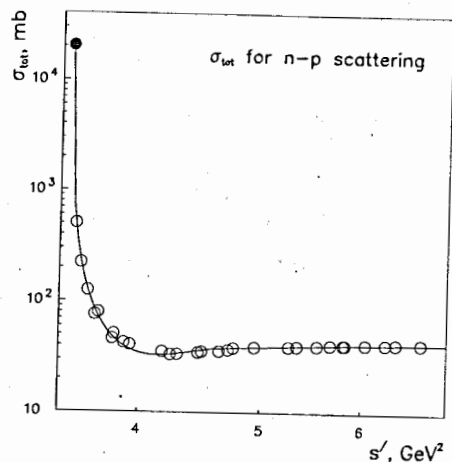


Рис. 7. Зависимость полного сечения np -взаимодействия от квадрата полной энергии s' в нижней вершине диаграммы рис. 1(б). Светлые точки взяты из компиляции [30], черная точка — из работы [28]. Аппроксимация данных описана в тексте

В спектре протонов от реакции (3) "квазирезонансное" поведение $\sigma_t(s')$ может проявиться как пик вблизи от границы спектра; величину пика предсказать трудно ввиду того, что нейтрон находится вне массовой поверхности, а сечение взаимодействия виртуальных частиц неизвестно. В схеме взаимодействия, показанной на рис. 1(б), при сохранении энергии и импульса во всех вершинах масса нейтрона определяется выражением

$$m'^2 = (d - p')^2. \quad (10)$$

На рис. 8 показаны результаты моделирования спектра протонов от реакции (3) для начального импульса дейтронов $5,96 \text{ ГэВ}/c$ в статистическом подходе (7) (штрихпунктирная кривая, в относительных единицах)

и согласно импульсному приближению (8). Во втором случае использовались две гипотезы:

- а) σ_t является константой, равной 43 мб (штриховая кривая);
- б) σ_t — функция s' (6), характеризующая конечную np -систему (сплошная кривая). Во всех случаях при моделировании приведенных спектров $f(p)$ была произведена свертка рассчитанного распределения $g(p')$ с импульсным разрешением (4)

$$f(p) = \int g(p') R(p, p') dp'. \quad (11)$$

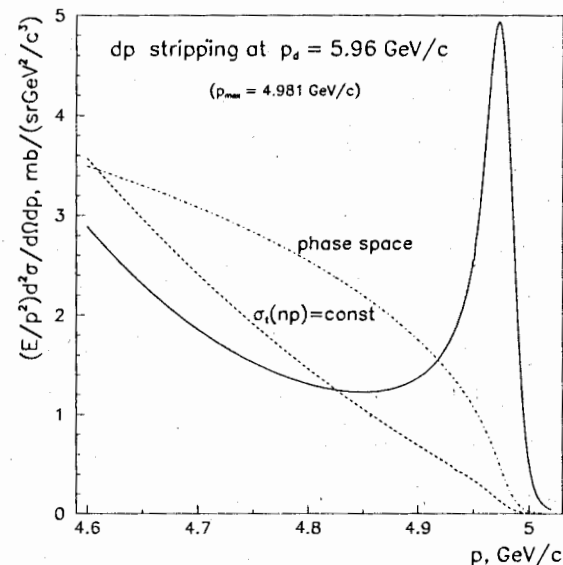


Рис. 8. Импульсные спектры протонов от реакции (3) при начальном импульсе дейтронов $5,96 \text{ ГэВ}/c$, вычисленные в статистическом подходе (7) (штрихпунктирная кривая, в относительных единицах), в импульсном приближении (8) (сплошная кривая), и в импульсном приближении в предположении, что $\sigma_t(np) = 43 \text{ мб}$ (штриховая кривая).

С учетом этих обстоятельств, чтобы разделить вклады от упругого рассеяния и развала дейтронов, измеренные в эксперименте импульсные

спектры протонов (рис. 5, 6) описывались следующей общей формулой:

$$F(p) = G(p; p_{ac}, \delta p_{ac}) [N_{in} F_{in}(p; p_{in}, \delta p_{in}) + N_{qr} F_{qr}(p; p_{qr}, \delta p_{qr}) + N_{el} F_{el}(p; p_{el}, \delta p_{el})]. \quad (12)$$

Здесь функции $N_{in} F_{in}(p; p_{in}, \delta p_{in})$ и $N_{qr} F_{qr}(p; p_{qr}, \delta p_{qr})$ представляют, соответственно, вклады "гладкой" части неупругого процесса и квазирезонансного рассеяния на верхней границе спектра протонов от развала дейтронов, а $N_{el} F_{el}(p; p_{el}, \delta p_{el})$ дает вклад протонов от упругого рассеяния. Функция $G(p; p_{ac}, \delta p_{ac})$ представляет геометрическую эффективность регистрации спектра, описанную выше (5). Параметры N_{in} , N_{qr} и N_{el} характеризуют величины соответствующих вкладов, p_{ac} , p_{in} , p_{qr} и p_{el} — центры соответствующих распределений, а δp_{ac} , δp_{in} , δp_{qr} и δp_{el} — их ширины. Параметры δp_{ac} и δp_{el} являлись константами установки, остальные варьировались для каждого спектра.

Отметим, что без учета члена $N_{qr} F_{qr}(p; p_{qr}, \delta p_{qr})$ удовлетворительное описание импульсных спектров не достигается, а его введение в той или иной форме снижало величину χ^2 в 2–3 раза. Описанные ниже варианты аппроксимации отличались друг от друга способом описания "неупругих" протонов и тем, аппроксимировался ли весь спектр или только его часть, прилегающая к упругому пику.

1. Аппроксимировался весь спектр с учетом импульсного акцептанса спектрометра. Вклад неупругих протонов представлялся в виде распределения, соответствующего фазовому пространству (7), плюс квазирезонансный вклад в виде асимметричной функции Гаусса, ширина правого склона которой определялась параметром δp_{el} , а левого — варьировалась. Разделение упругого и неупругого вкладов, достигнутое этим способом, показано на рис. 5, 6.

2. Прилегающий к упругому пику вклад неупругого рассеяния представлялся в виде суммы двух гауссианов со свободными параметрами.
3. Прилегающий к упругому пику неупругий вклад представлялся как асимметричный гауссиан плюс степенная функция $N_{in}(1-p/p_{max})^{1/8}$, где p_{max} соответствует кинематической границе реакции (3). Дифференциальное сечение этой реакции вблизи от кинематической границы, вычисленное в ИП и свернутое с функцией импульсного разрешения (сплошная кривая на рис. 8), хорошо воспроизводится этим способом.
4. Аппроксимировался весь спектр с учетом импульсного акцептанса спектрометра. Вклад неупругих протонов представлялся в виде суммы асимметричного гауссиана со степенной функцией $N_{in}(1-p/p_{max})^{1/2}$.
5. Поскольку все предыдущие варианты дают один и тот же результат для положения центра упругого пика p_{el} с точностью до 1 МэВ/с, все протоны с импульсами в интервале $p_{el} - 1,5 \delta p \leq p \leq p_{el} + 2,5 \delta p$ считались относящимися к упругому рассеянию.

Импульсные спектры протонов от реакции (3) были найдены в результате вычитания из полных спектров вкладов от упругого рассеяния с использованием метода 1. Дифференциальные сечения этой реакции находились из соотношения

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} \right)_j = \frac{N_j}{N_{el} \Delta p} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el} \frac{1}{G(p)}. \quad (13)$$

Здесь N_j — число событий неупругого процесса, попадающих в импульсный интервал Δp , N_{el} — число событий упругого рассеяния, вычисленное из параметров аппроксимации упругого пика, $G(p)$ — геометрическая эффективность регистрации частиц спектрометром, а $(d\sigma/d\Omega)_{el}$

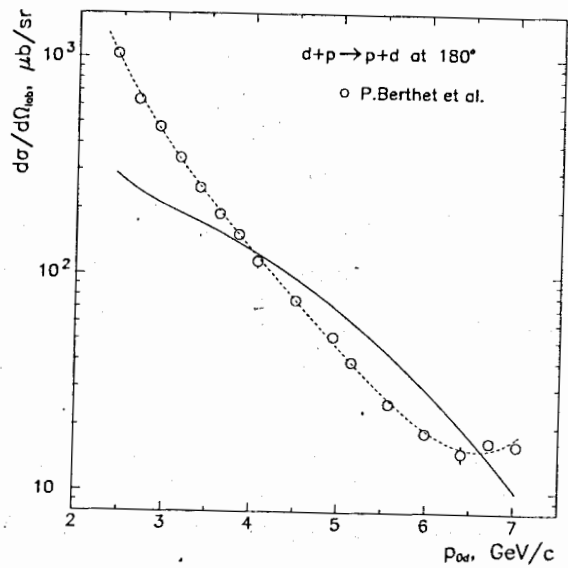


Рис. 9. Дифференциальное сечение в лаб. системе упругого dp -рассеяния назад в зависимости от начального импульса дейтронов [36]. Штриховая кривая — аппроксимация экспериментальных данных, сплошная кривая — результат вычисления этого сечения в рамках механизма однонуклонного обмена в динамике на световом фронте [37]

— соответствующее каждому начальному импульсу дейтронов дифференциальное сечение упругого dp -рассеяния в направлении назад в с.ц.м. Данные о дифференциальном сечении этого процесса в лаб. системе в интересующем нас интервале начальных импульсов дейтронов приведены на рис. 9. Экспериментальные значения, показанные светлыми точками, взяты из работы [36], штриховой кривой показана аппроксимация этих данных, использованная для получения нужных значений $(d\sigma/d\Omega)_{el}$, а сплошной кривой показан результат вычисления этого сечения в рамках механизма однонуклонного обмена в динамике на световом фронте [37].

Инвариантные спектры протонов от развала дейтронов (3), найденные в соответствии с (13), показаны на рис. 10 в зависимости от импульса

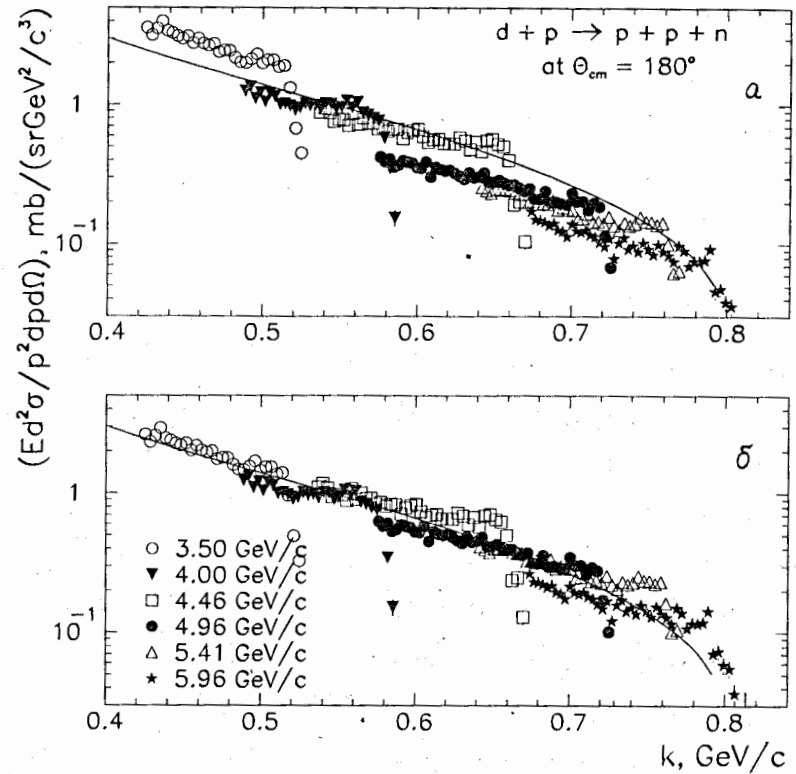


Рис. 10. Инвариантные спектры протонов от развала дейтронов (3), найденные в соответствии с (13), в зависимости от импульса k , нормированные на значения $(d\sigma/d\Omega)_{el}$, полученные из аппроксимации данных работы [36] (а), или вычисленные согласно [37] (б). Сплошной кривой показано инвариантное дифференциальное сечение, вычисленное по формуле (8) для начального импульса дейтронов 6 ГэВ/с с волновой функцией дейтрона для парижского потенциала [33] при значении $\sigma_t(np) = 43$ мб

k для нескольких начальных импульсов дейтронов. Для спектров, показанных на рис. 10(а), значений $(d\sigma/d\Omega)_{el}$ находились из аппроксимации данных работы [36], а для спектров, показанных на рис. 10(б), вычислялись согласно [37]. Сплошной кривой на этих рисунках показано инвариантное дифференциальное сечение, вычисленное по формуле (8) для

начального импульса дейтронов 6 ГэВ/с с волновой функцией дейтрона для парижского потенциала [33], при значении $\sigma_t(np) = 43$ мб.

Имея в виду неопределенности, связанные с разделением вкладов от "упругого" и "неупругого" рассеяния, с используемыми для нормировки спектров значениями $(d\sigma/d\Omega)_{el}$, с определением геометрической эффективности спектрометра при разных начальных импульсах дейтронов, с неоднозначностью в выборе волновой функции дейтрона, с неизвестным поведением полного сечения взаимодействия нейтронов, находящихся вне массовой поверхности, с протонами, качественное взаимное согласие импульсных спектров протонов от развала дейтронов (3) с разными начальными импульсами в рамках сравнительно грубого приближения (8) можно признать удовлетворительным. Спадающие "хвосты" этих спектров связаны с приближением к соответствующим кинематическим пределам.

На рис. 11 показано отношение дифференциального сечения $d^2\sigma/d\Omega dp$, измеренного на эксперименте, к дифференциальному сечению, определяемому распределением фазового пространства, в зависимости от недостающей массы $M_X = \sqrt{s'}$. На одном рисунке отложены значения, полученные при всех начальных импульсах дейтронов. Видно, что действительно вблизи кинематической границы реакции (3), отвечающей значению $M_X = 1,872$ ГэВ/с², имеет место усиление дифференциального сечения, которое, по-видимому, обусловлено np -взаимодействием в конечном состоянии. Тот факт, что подъем сечений меньше рассчитанного в случае нейтрона, находящегося на массовой поверхности, можно приписать ослаблению взаимодействия из-за немассовости нейтрона (при начальном импульсе дейтрона 6,55 ГэВ/с масса "виртуального" нейтрона составляет 0,64 ГэВ/с²).

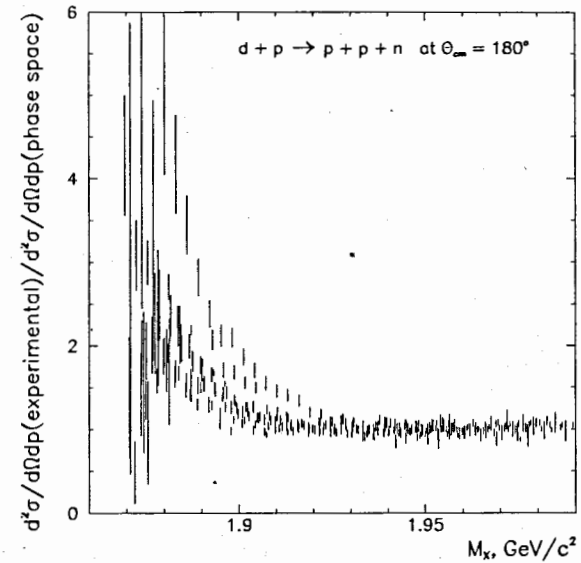


Рис. 11. Отношение дифференциального сечения $d^2\sigma/d\Omega dp$ реакции $dp \rightarrow ppn$, измеренного в эксперименте, к дифференциальному сечению, соответствующему распределению по фазовому объему, в зависимости от недостающей массы. Приведены значения, полученные при всех начальных импульсах дейтронов

3.2. Анализирующая способность T_{20} для упругого dp -рассеяния назад

При наличии аксиальной симметрии относительно направления магнитного поля в ионном источнике, что имеет место в нашем случае, наиболее общее выражение для дифференциального сечения реакции с пучком поляризованных дейтронов имеет вид [31]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 + \sqrt{2}\rho_{10}i T_{11}(\theta)\sin\beta\sin\phi + \frac{1}{2}\rho_{20}T_{20}(3\cos^2\beta - 1) + \sqrt{6}\rho_{20}T_{21}(\theta)\sin\beta\cos\beta\sin\phi - \sqrt{\frac{3}{2}}\rho_{20}T_{22}(\theta)\sin^2\beta\cos 2\phi]. \quad (14)$$

Здесь направление оси квантования s характеризуется углом β , который она образует с осью z (в нашем случае совпадающей с направлением пучка дейтронов \mathbf{d}), и углом ϕ , измеряемым между осью x и вектором $s \times \mathbf{d}$; параметры ρ_{10} и ρ_{20} определяют, соответственно, векторную и тензорную поляризации пучка в системе координат, в которой ось квантования совпадает с осью симметрии; $(d\sigma/d\Omega)_0$ представляет дифференциальное сечение реакции для неполяризованного пучка. В нашем случае ось квантования направлена вдоль оси y , $\beta = \pi/2$, и выражение (14) сводится к

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[1 + \sqrt{2}\rho_{10}i T_{11}(\theta)\sin\phi - \frac{1}{2}\rho_{20}T_{20}(\theta) + \sqrt{\frac{3}{2}}\rho_{20}T_{22}(\theta)\cos 2\phi\right].$$

В условиях нашего эксперимента, когда регистрируются протоны, вылетающие под углом $\theta \simeq 0^\circ$, векторная анализирующая способность iT_{11} и тензорная анализирующая способность T_{22} равны нулю. Таким образом, окончательное выражение для дифференциального сечения рассеяния поляризованных дейтронов приобретает вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[1 - \frac{1}{2}\rho_{20}T_{20}(\theta)\right]. \quad (15)$$

В соответствии с (15) значения тензорной анализирующей способности T_{20} для упругого dp -рассеяния назад вычислялись из соотношения

$$T_{20} = \frac{2(n^- - n^+)}{(\rho_{20}^+ - \rho_{20}^-)n^0}, \quad (16)$$

где n^+ , n^- , и n^0 суть числа событий, отобранных как относящиеся к упругому рассеянию, нормированные на соответствующие отсчеты монитора; верхние индексы соответствуют знаку поляризации пучка.

Легко убедиться, что величина A_2 , определенная как

$$A_2 = \frac{n^- + n^+}{n^0}, \quad (17)$$

должна равняться 2, если $\rho_{20}^+ = \rho_{20}^-$. Чтобы обнаружить возможные систематические асимметрии, в процессе обработки данных контролировалось равенство $A_2 \simeq 2$ в пределах статистической неопределенности.

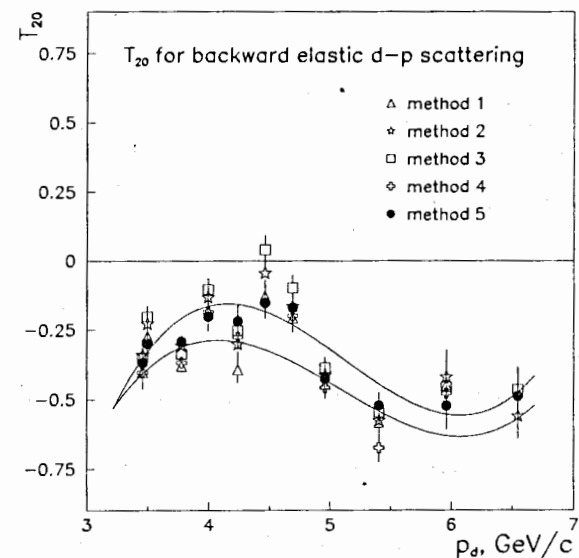


Рис. 12. Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции упругого dp -рассеяния назад, вычисленная для пяти вариантов разделения вкладов в спектры протонов от упругого и неупругого рассеяний (см. текст), в зависимости от начального импульса дейтронов. Верхняя кривая — результат сплайн-аппроксимации всех максимальных полученных значений T_{20} , а нижняя кривая — всех минимальных значений

Результаты вычисления тензорной анализирующей способности T_{20} реакции упругого dp -рассеяния назад для пяти вариантов разделения вкладов упругого и неупругого процессов, описанных выше, показаны на рис. 12 в зависимости от начального импульса дейтронов. Видно, что значения T_{20} , полученные для разных вариантов, в основном согласуются между собой в пределах приведенных на рисунке статистических ошибок. Верхней кривой на рис. 12 показан результат сплайн-аппроксимации всех

максимальных полученных значений T_{20} , а нижней кривой — всех минимальных значений. Тот факт, что в образованный обеими кривыми коридор попадает больше всего значений, соответствующих варианту 5, побудил остановиться на этом варианте; значения T_{20} , приведенные в табл. 3, соответствуют именно этому методу.

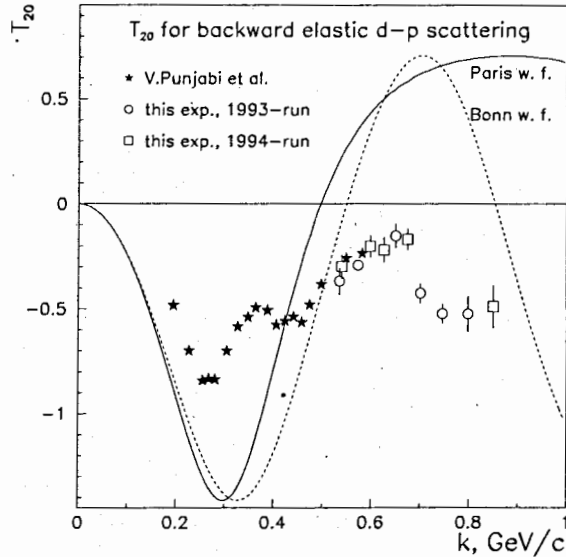


Рис. 13. Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции упругого dp -рассеяния назад в зависимости от k . Темными звездочками показаны данные Сакле [11], светлыми символами — данные настоящей работы. Сплошная и штриховая кривые представляют предсказания ОНО с волновыми функциями дейтрона для парижского [33] и боннского [34] потенциалов соответственно

На рис. 13 значения T_{20} для упругого dp -рассеяния назад, полученные в обоих сеансах, показаны вместе с результатами последних измерений, выполненных в Сакле [11], в зависимости от импульса внутреннего движения k , определенного выражениями (12). Здесь же приведены и кривые для T_{20} , вычисленные в рамках ОНО. В этом приближении тензорную анализирующую способность реакции (2) можно выразить через

волновые функции $u(k)$ и $w(k)$, соответствующие S - и D -состояниям дейтрона [32]:

$$T_{20}(k) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{8}u(k)w(k) - w^2(k)}{u^2(k) + w^2(k)}. \quad (18)$$

Вычисления проводились для волновых функций дейтрона, соответствующих парижскому [33] (сплошная кривая) и боннскому [34] (штриховая кривая) потенциалам. В последнем случае использовалась волновая функция релятивизованного импульсного пространства [34].

Из рис. 13 видно, что данные Сакле и новые дубненские данные хорошо согласуются в перекрывающейся области k . В то же время предсказания приближения ОНО существенно расходятся с экспериментальными данными: значения T_{20} остаются отрицательными вплоть до $k \simeq 0,85$ ГэВ/с. Кроме того, в зависимости $T_{20}(k)$ при $k \simeq 0,65$ ГэВ/с наблюдается новая структура, совершенно неожиданная в рамках известных моделей.

Табл. 3. Значения T_{20} реакции упругого dp -рассеяния

| p_d , ГэВ/с | k , ГэВ/с | T_{20} | $\Delta T_{20}^{stat.}$ | $\Delta T_{20}^{syst.}$ | год |
|---------------|-------------|----------|-------------------------|-------------------------|-----|
| 3,46 | 0,535 | -0,368 | 0,065 | 0,030 | 93 |
| 3,50 | 0,540 | -0,298 | 0,057 | 0,085 | 94 |
| 3,78 | 0,573 | -0,292 | 0,023 | 0,050 | 93 |
| 4,00 | 0,598 | -0,202 | 0,053 | 0,045 | 94 |
| 4,24 | 0,626 | -0,219 | 0,060 | 0,126 | 94 |
| 4,46 | 0,650 | -0,152 | 0,058 | 0,056 | 93 |
| 4,69 | 0,674 | -0,169 | 0,052 | 0,042 | 94 |
| 4,96 | 0,701 | -0,425 | 0,047 | 0,026 | 93 |
| 5,41 | 0,746 | -0,523 | 0,047 | 0,014 | 93 |
| 5,96 | 0,798 | -0,524 | 0,086 | 0,028 | 93 |
| 6,55 | 0,850 | -0,489 | 0,102 | 0,010 | 94 |

3.3. Оценки возможной систематической ошибки определения T_{20} для упругого dp -рассеяния назад

Один из способов оценить возможную систематическую погрешность измерения T_{20} для упругого dp -рассеяния назад состоит в том, чтобы в качестве такой оценки принять величину коридора между кривыми на рис. 12; соответствующее значение составляет примерно $\pm 0,06$.

Другой способ основан на оценке примеси событий, связанных с развалом дейтрона, под пиком, отвечающим упругому рассеянию. Для методов разделения вкладов 1 – 4 эта примесь не превышает 22%, за исключением точки при 6,55 ГэВ/с, где она составляет 42%. Если через T_{20}^{el} и T_{20}^{br} обозначить тензорные анализирующие способности для процессов упругого рассеяния и развала, соответственно, а через T_{20}^{meas} — величину, вычисленную согласно выражению (16), то систематическую погрешность ΔT_{20}^{syst} , связанную с примесью событий от развала, можно записать в виде

$$\Delta T_{20}^{syst} = |T_{20}^{el} - T_{20}^{meas}| \leq \frac{n_{br}^0}{n^0} |T_{20}^{el} - T_{20}^{br}|,$$

где n^0 определено выше, а n_{br}^0 — то же самое для событий развала под упругим пиком. Естественно, что примесь фонового процесса не важна, если фоновый процесс имеет ту же анализирующую способность, что и основной. Отношения n_{br}^0/n^0 были получены при разделении вкладов методом 1, в качестве T_{20}^{el} были взяты значения T_{20} , приведенные в табл. 3, а для T_{20}^{br} использовались значения, приведенные на рис. 14, 15 слева от точек, относящихся к упругому рассеянию. Результаты такой оценки "сверху" для систематических погрешностей приведены в столбце 5 табл. 3. Отметим, что сравнительно большая примесь событий развала при 6,55 ГэВ/с компенсируется малой разностью $T_{20}^{el} - T_{20}^{br}$ в этом случае.

Наконец, следует указать, что возможная систематическая неопреде-

ленность в T_{20} , обусловленная систематической погрешностью в значении поляризации пучка, не превышает 0,01 для всех начальных импульсов дейтронов.

3.4. Анализирующая способность T_{20} для двухчастичного развала дейтронов на протонах

Выражения для тензорной анализирующей способности T_{20} , выведенные в рамках ОНО для реакции упругого рассеяния (2) и в ИП для реакции развала дейтрона (3), имеют один и тот же вид (19). Одна из целей настоящего эксперимента состояла в том, чтобы проверить, выполняется ли это в действительности. Довольно большой импульсный аксептанс спектрометра позволял производить измерения T_{20} для реакции развала при нескольких импульсах вторичных протонов параллельно с исследованием упругого рассеяния.

Полученные значения T_{20} для процесса развала дейтронов с начальными импульсами 3,46—6,55 ГэВ/с на ядрах водорода без пинообразования (3), с испусканием одного из протонов под углом 0° , показаны на рис. 14, 15 светлыми точками, а также приведены в табл. 4. Здесь же черными точками показаны значения T_{20} для упругого dp -рассеяния назад. Видно, что значения T_{20} для обоих процессов не совпадают, причем для реакции двухчастичного развала дейтронов они зависят от импульса регистрируемых протонов. Для каждого из начальных импульсов дейтронов значения T_{20} , отвечающие наименьшему импульсу протонов, согласуются с данными, полученными при исследовании процесса инклюзивного развала дейтронов [1].

Табл.4. Параметр T_{20} для двухчастичного развала дейтрона на водороде с испусканием протона под 0°

| $p_d, \text{ГэВ}/c$ | $p_p, \text{ГэВ}/c$ | $k, \text{ГэВ}/c$ | T_{20} | $\Delta T_{20}^{\text{стат.}}$ | сеанс |
|---------------------|---------------------|-------------------|----------|--------------------------------|-------|
| 3,46 | 2,52 | 0,418 | -0,874 | 0,160 | 93 |
| | 2,56 | 0,445 | -0,743 | 0,089 | |
| | 2,60 | 0,472 | -0,785 | 0,069 | |
| | 2,64 | 0,500 | -0,548 | 0,069 | |
| 3,50 | 2,55 | 0,424 | -0,875 | 0,131 | 94 |
| | 2,59 | 0,450 | -0,705 | 0,063 | |
| | 2,63 | 0,477 | -0,704 | 0,048 | |
| | 2,67 | 0,506 | -0,481 | 0,047 | |
| 3,78 | 2,80 | 0,458 | -0,865 | 0,069 | 93 |
| | 2,84 | 0,484 | -0,738 | 0,042 | |
| | 2,88 | 0,510 | -0,668 | 0,032 | |
| | 2,92 | 0,538 | -0,444 | 0,028 | |
| 4,00 | 3,00 | 0,484 | -0,860 | 0,152 | 94 |
| | 3,04 | 0,510 | -0,714 | 0,077 | |
| | 3,08 | 0,536 | -0,498 | 0,058 | |
| | 3,12 | 0,564 | -0,392 | 0,050 | |
| 4,24 | 3,25 | 0,533 | -0,865 | 0,190 | 94 |
| | 3,28 | 0,552 | -0,465 | 0,105 | |
| | 3,31 | 0,572 | -0,467 | 0,074 | |
| | 3,34 | 0,592 | -0,427 | 0,062 | |
| 4,46 | 3,31 | 0,476 | -0,781 | 0,076 | 93 |
| | 3,38 | 0,515 | -0,719 | 0,059 | |
| | 3,45 | 0,558 | -0,710 | 0,046 | |
| | 3,52 | 0,602 | -0,509 | 0,044 | |
| 4,69 | 3,55 | 0,518 | -0,749 | 0,232 | 94 |
| | 3,61 | 0,553 | -0,671 | 0,103 | |
| | 3,67 | 0,589 | -0,504 | 0,063 | |
| | 3,73 | 0,628 | -0,367 | 0,052 | |
| 4,96 | 3,81 | 0,550 | -0,845 | 0,054 | 93 |
| | 3,87 | 0,584 | -0,813 | 0,036 | |
| | 3,92 | 0,620 | -0,608 | 0,035 | |
| | 3,98 | 0,658 | -0,428 | 0,040 | |
| 5,41 | 4,24 | 0,604 | -0,743 | 0,062 | 93 |
| | 4,29 | 0,636 | -0,684 | 0,041 | |
| | 4,35 | 0,668 | -0,514 | 0,042 | |
| | 4,40 | 0,703 | -0,469 | 0,047 | |
| 5,96 | 4,72 | 0,636 | -0,793 | 0,088 | 93 |
| | 4,78 | 0,672 | -0,705 | 0,065 | |
| | 4,85 | 0,710 | -0,712 | 0,072 | |
| | 4,91 | 0,750 | -0,554 | 0,078 | |
| 6,55 | 5,39 | 0,755 | -0,677 | 0,308 | 94 |
| | 5,47 | 0,801 | -0,551 | 0,107 | |

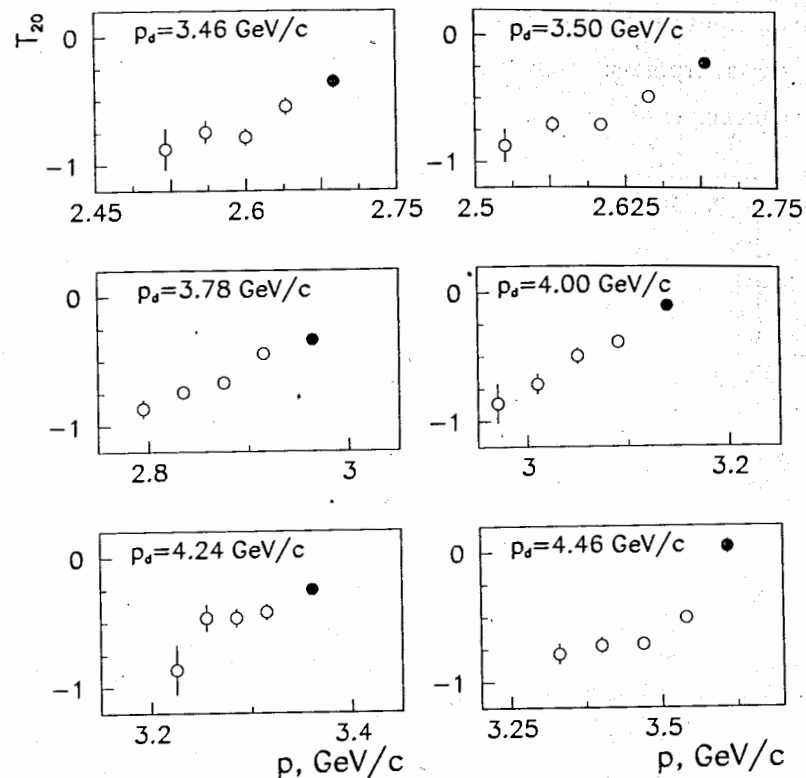


Рис. 14. Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции двухчастичного развала дейтронов с начальными импульсами 3,46, 3,50, 3,78, 4,00, 4,24 и 4,46 ГэВ/с на ядрах водорода (3) с испусканием одного из протонов под углом 0° в зависимости от его импульса (светлые точки). Значения T_{20} для упругого dp -рассеяния назад показаны черными точками

На рис. 16 приведены экспериментальные данные о T_{20} для реакции (3) для 5 начальных импульсов дейтронов в зависимости от k вместе со значениями T_{20} для упругого рассеяния, изображенными черными точками. Видно, что хотя значения T_{20} для реакции (3) плавно меняются по мере приближения к кинематической границе спектра протонов от развала дейтронов, в относительно небольшой области значений k наблюдаются довольно большие изменения значений T_{20} . Это может означать, что

в моделях, претендующих на описание процессов взаимодействия релятивистских дейтронов, следует использовать структурную функцию дейтрона, зависящую более чем от одной переменной типа k .

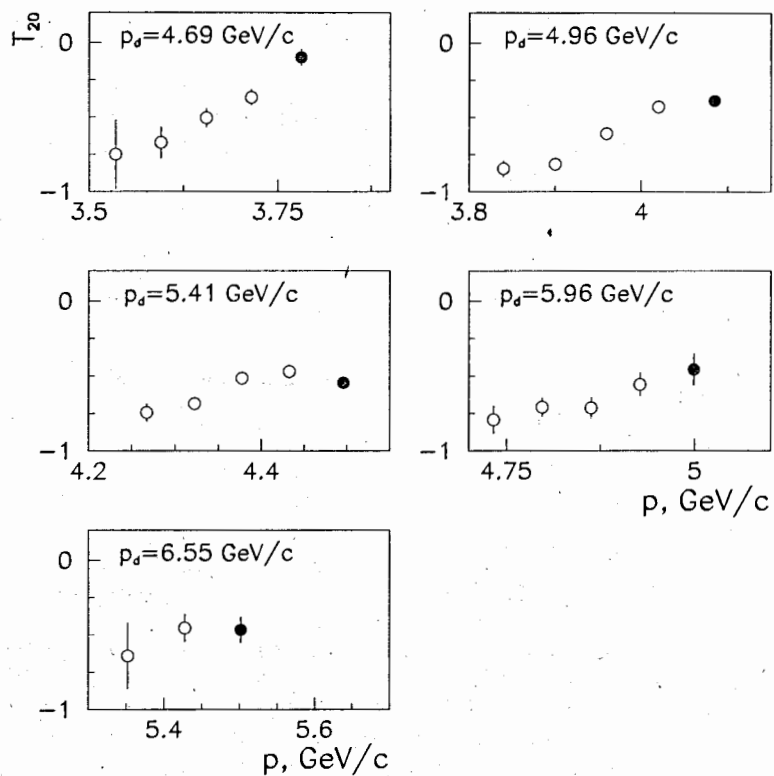


Рис. 15. То же, что и на рис. 14, при начальных импульсах дейтронов 4,69, 4,96, 5,41, 5,96 и 6,55 ГэВ/с

На рис. 17 все полученные данные о T_{20} построены в зависимости от недостающей массы M_X в реакциях (2) и (3). Разброс значений T_{20} для упругого процесса (2) отражает здесь исследованную в эксперименте зависимость анализирующей способности от начальной энергии дейтронов. Интересно отметить, однако, что по мере приближения к порогу пинообразования в процессе развала дейтронов ($M_X = m_p + m_n + m_\pi$) энергетическая зависимость, по-видимому, ослабевает.

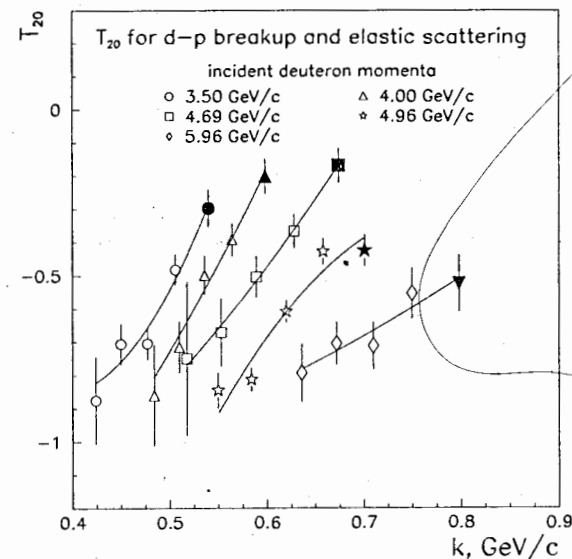


Рис. 16. Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции двухчастичного развала дейтронов с начальными импульсами 3,50, 4,00, 4,69, 4,96 и 5,96 ГэВ/с на ядрах водорода (3) с испусканием одного из протонов под углом 0° в зависимости от k (светлые точки). Значения T_{20} для упругого dp -рассеяния назад показаны черными точками. Кривые проведены на глаз

3.5. Анализирующая способность T_{20} для реакции $^1H(d, d')X$

Наряду с анализом протонных спектров, полученные в эксперименте данные позволили определить T_{20} для реакции $^1H(d, d')X$ при начальных импульсах дейтронов, превышающих 4,24 ГэВ/с, где вклад вторичных дейтронов был значителен. Найденные значения T_{20} вместе со значениями p_d , к которым они относятся, приведены в табл. 5, а также изображены на рис. 18 в зависимости от недостающей массы M_X в реакции $^1H(d, d')X$. Полученные данные можно разбить на две группы. В первую

входит T_{20} , найденные при начальных импульсах дейтронов в интервале 4,24 – 5,96 ГэВ/с. Они находятся в хорошем согласии с результатами

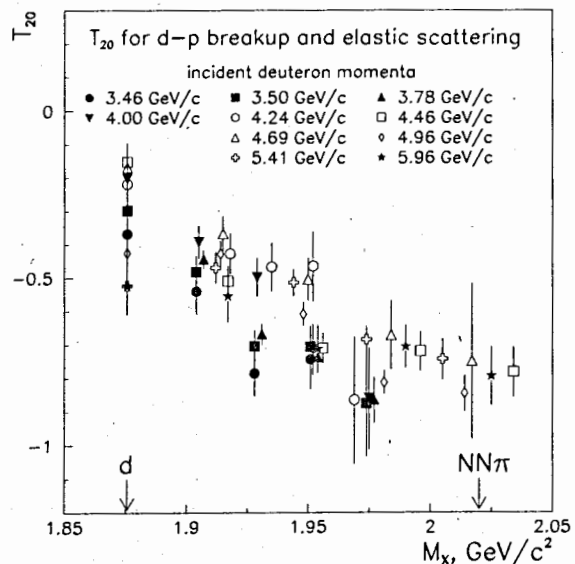


Рис. 17. Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции развала дейтронов с начальными импульсами в интервале 3,46 – 6,55 ГэВ/с на ядрах водорода без пинообразования (3) с испусканием одного из протонов под углом 0° в зависимости от недостающей массы M_X

Табл. 5. Значения T_{20} реакции ${}^1H(d, d')X$

| p_d , ГэВ/с | $p_{d'}$, ГэВ/с | Δp_d , ГэВ/с | M_X , ГэВ/с ² | T_{20} |
|---------------|------------------|----------------------|----------------------------|------------------|
| 4,24 | 3,42 | 0,15 | 1,46 | $-0,52 \pm 0,23$ |
| 4,46 | 3,59 | 0,12 | 1,49 | $-0,24 \pm 0,12$ |
| 4,69 | 3,84 | 0,09 | 1,49 | $-0,34 \pm 0,15$ |
| 4,96 | 4,09 | 0,11 | 1,51 | $-0,41 \pm 0,08$ |
| 5,41 | 4,55 | 0,12 | 1,52 | $-0,41 \pm 0,05$ |
| 5,96 | 4,99 | 0,13 | 1,58 | $-0,47 \pm 0,05$ |
| 6,55 | 5,65 | 0,06 | 1,56 | $-0,16 \pm 0,04$ |
| 6,55 | 5,52 | 0,04 | 1,62 | $-0,22 \pm 0,04$ |

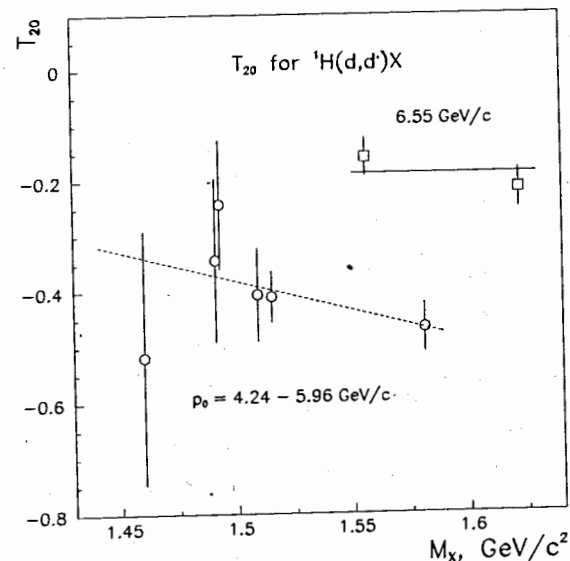


Рис. 18. Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции ${}^1H(d, d')X$ для дейтронов с начальными импульсами в интервале 4,24 – 5,96 ГэВ/с (светлые кружки) и с начальным импульсом 6,55 ГэВ/с (светлые квадратики) в зависимости от недостающей массы M_X . Прямые проведены на глаз

предыдущих измерений при 4,5 и 5,5 ГэВ/с [23], что дополнительно свидетельствует в пользу их достоверности. Вместе с тем данные при 6,55 ГэВ/с, измеренные с хорошей статистической точностью, по-видимому, перестают следовать зависимости от M_X , подмеченной в [23]. Нужно, однако, отметить, что эти же данные по T_{20} , представленные в зависимости от переданного 4-импульса $|t|$, хорошо согласуются с приведенными в [23].

4. Заключение

Основные результаты настоящей работы можно сформулировать следующим образом.

- Впервые измерена тензорная анализирующая способность T_{20} для

упругого dp -рассеяния назад вплоть до начального импульса дейтронов $6,55 \text{ ГэВ}/c$ (что соответствует внутреннему импульсу $k \simeq 0,85 \text{ ГэВ}/c$). Несмотря на то, что разделение событий упругого рассеяния и развала дейтронов представляло в настоящем эксперименте определенные трудности, полученные результаты хорошо согласуются с данными, полученными в Сакле [11] в перекрывающейся области импульсов.

- Полученные значения T_{20} остаются отрицательными вплоть до наибольших импульсов, достигнутых в эксперименте, вопреки предсказаниям приближения ОНО со стандартными волновыми функциями дейтрона.
- Вблизи от значения $k \simeq 0,65 \text{ ГэВ}/c$ (что соответствует начальному импульсу дейтронов $\simeq 4,5 \text{ ГэВ}/c$) наблюдается новая структура в импульсном поведении T_{20} для упругого dp -рассеяния назад.
- Впервые измерены значения параметра T_{20} для двухчастичного развала дейтронов $dp \rightarrow ppn$ вблизи от кинематической границы этого процесса. Данные прежних работ [1] были получены в других условиях: в этих экспериментах в конечном состоянии энергетически возможно было рождение по крайней мере одного пиона.
- Значения T_{20} для упругого dp -рассеяния назад и для процесса развала дейтронов на водороде, взятые при одном и том же значении импульса k , не совпадают, вопреки предсказаниям моделей ОНО и ИП; это обстоятельство уже обсуждалось ранее [11].
- Значения анализирующей способности T_{20} для двухчастичного развала дейтронов $dp \rightarrow ppn$, взятые при одном и том же значении импульса k , но для разных начальных импульсов дейтронов, не совпа-

дают. Это наводит на мысль, что двухчастичный развал дейтрона на водороде (когда в конечном состоянии остаются только три нуклона) вблизи от упругого dp -рассеяния назад, по-видимому, не описывается с помощью только одной переменной типа k .

- Впервые экспериментально исследована форма импульсного спектра протонов в окрестностях кинематической границы реакции $dp \rightarrow ppn$ при начальных импульсах дейтронов в интервале $3,5 - 6,5 \text{ ГэВ}/c$. Получено указание на "квазирезонансное" усиление дифференциального сечения вблизи от кинематической границы, что, по-видимому, связано с np -взаимодействием в конечном состоянии.

Чтобы улучшить описание экспериментальных данных по тензорной анализирующей способности T_{20} и коэффициенту передачи поляризации в реакциях с участием релятивистских дейтронов (1)–(3), делались попытки ввести дополнительные компоненты в волновую функцию дейтрона. Среди них, например, можно упомянуть старую идею о наличии в волновой функции двух дополнительных P -состояний [38]. Эти состояния могут возникать как из требования ковариантности структурной функции дейтрона [38], так и в результате конструирования волновой функции из 6-кварковых состояний [39, 40].

Следует упомянуть также попытки оценить роль взаимодействия в конечном состоянии в процессе развала дейтрона [41]. Пока они приводили к разумным результатам для области сравнительно небольших значений k , но оказались не в состоянии предсказать обнаруженное поведение анализирующей способности T_{20} , которая остается отрицательной вплоть до значений $k \simeq 0,85 \text{ ГэВ}/c$. Использование релятивистских моделей волновой функции дейтрона, в которых она зависит более чем от одной переменной [42], по-видимому, также может оказаться полезным при интерпретации новых данных.

Авторы признательны персоналу отдела синхрофазотрона, сотрудникам, обслуживающим источник ПОЛЯРИС, а также А.Д.Кириллову, П.А.Рукояткину, А.Л.Светову, Л.Б.Голованову, Ю.Т.Борзунову, А.П.Цвиневу за обеспечение хороших условий для проведения эксперимента, Л.Н.Струнову, А.А. Номофилову и В.И. Шарову за помощь в измерении поляризации первичного пучка дейтронов, Л.В. Будкину, А.И. Обуховскому, З.П. Мотиной, О.Н. Пискунову, И.Р. Бойко, М.А. Игнатенко, П.К. Маньякову и Н.С. Мороз за помощь при проведении эксперимента.

Исследования, описанные в этой публикации, были частично поддержаны грантами N° 93-02-3961 и N° 95-02-05043 Российского фонда фундаментальных исследований, N° RFU000 Международного научного фонда, N° RFU300 Международного научного фонда и Российского правительства, РНУ-91-11942 Национального научного фонда США и DE-FG05 89ER40525 Департамента энергии США.

Литература

- [1] Аблеев В.Г. и др., Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, с.558; Аблеев В.Г. и др., Краткие сообщения ОИЯИ, 1990, No.4[43]-90, с.5; Punjabi V. et al., Phys.Rev.C, 1989, v.39, p.608; Azhgirey L.S. et al., in: AIP Conference Proceedings 334, Few-Body Problems in Physics, Williamsburg VA, ed. by F.Gross, 1994, p.415, and references therein.
- [2] Cheung E. et al., Phys.Lett.B, 1992, v.284, p.210.
- [3] Kuehn B. et al. Phys.Lett.B, 1994, v.334, p.298.
- [4] Nomofilov A.A. et al., Phys.Lett.B, 1994, v.325, p.327; Azhgirey L.S. et al., JINR Rapid Comm., 1996, No.3[77]-96, p.23.
- [5] Frankfurt L.L., Strikman M.I., Phys.Reports, 1981, v.76, p.215.
- [6] Карманов В.А., ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.525.

- [7] Кобушкин А.П., Шелест В.П., ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1146.
- [8] Polizou W.N., Ann. Phys., 1989, v.193, p.367.
- [9] Troitsky V.E., Yudin N.P., in: *Proc. of the Intern. Workshop Dubna Deuteron-91*, JINR, E2-92-25, Dubna, 1992, p.96.
- [10] Arvieux J. et al., Phys.Rev.Lett., 1983, v.50, p.19; Nucl.Phys.A, 1984, v.431, p.613.
- [11] Punjabi V. et al., Phys.Lett.B, 1995, v.350, p.178.
- [12] Dirac P., Rev.Mod.Phys., 1949, v.21, p.392.
- [13] Weinberg S., Phys.Rev., 1966, v.150, p.1313.
- [14] Гарсеванишвили В.Р. и др., ТМФ, 1975, т.23, с.310; Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., ТМФ, т.24, с.3.
- [15] Терентьев М.В., ЯФ, 1976, т.24, с.207; Берестецкий В.Б., Терентьев М.В., ЯФ, 1976, т.24, с.1044.
- [16] Leutwyler H., Stern J., Ann.Phys., 1978, v.112, p.94.
- [17] Anishchenko N.G. et al., in: *Proc. 5th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Brookhaven*, 1982 (AIP Conf. Proc. N95, N.Y., 1983, p.445). Anishchenko N.G. et al., in: *Proc. 6th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Marseille*, 1984 (Jorn. De Phys., Colloque C2, Supplement an n 2, Tome 46, 1985, p.C2-703).
- [18] Ableev V.G. et al., Nucl.Instr. and Meth.A, 1991, v.306, p.73.
- [19] Haji-Saied M. et al., Phys.Rev.C, 1987, v.36, p.2010.
- [20] Arvieux J. et al., Nucl.Phys.A, 1984, v.431, p.613; Boudard A., Thesis, CEA-N-2386, 1984.
- [21] Ghazikhanian V. et al., Phys.Rev.C, 1991, v.43, p.1532.
- [22] Winkelmann E. et al., Phys.Rev.C, 1980, v.21, p.2535.
- [23] Azhgirey L.S. et al., JINR preprint E1-95-263 (1995); Phys.Lett.B, 1995, v.361, p.21.
- [24] Ladygin V.P., Manyakov P.K., Piskunov N.M., Nucl.Instr. and Meth.A, 1995, v.357, p.386.
- [25] Копылов Г.И., Основы кинематики резонансов, М., 1970.
- [26] Schmidt I.A., Blankenbecler R., Phys.Rev.D, 1980, v.15, p.3321.
- [27] Azhgirey L.S. et al., Nucl.Phys.A, 1991, v.528, p.621.

- [28] Melkonian E., Phys.Rev., 1949, v.76, p.1744.
- [29] Bethe H.A., Morrison Ph., Elementary Nuclear Theory, Second Edition, N.-Y., 1956.
- [30] Benary O., Price L.R., Alexander G., LBL Report UCRL-20000, Berkeley, 1970.
- [31] Haeberli W., Ann.Rev.Nucl.Sci., 1967, v.17, p.373.
- [32] Vasan S.S., Phys.Rev.D, 1973, v.8, p.4092.
- [33] Lacombe M. et al. Phys.Rev.C, 1980, v.21, p.861; Phys.Lett.B, 1981, v.101, p.139.
- [34] Machleidt R. et al. Phys.Reports, 1987, v.149, p.1.
- [35] Azhgirey L.S. et al., in: *AIP Conference Proceedings 334, Few-Body Problems in Physics, Williamsburg VA*, ed. by F.Gross, 1994, p.415, and references therein; Azhgirey L.S. et al. Phys.Lett.B., 1996, v.387, p.37.
- [36] Berthet P. et al., J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, v.8, p.L111.
- [37] Кондратюк Л.А., Шевченко Л.В., ЯФ, 1979, т.29, с.792.
- [38] Gross F., Phys.Rev.D, 1974, v.10, p.223; Buck W.W., Gross F., Phys.Rev.D, 1979, v.20, p.2361; Gross F. et al., in: *Proc. of the XV European Few Body Conference, Peniscola (Spain)*, 1995, ed. R.Guardiola, Few Body Systems Suppl. v.8, p.269; Punjabi V., Perdrisat C.F., in: *Proc. of the 3rd International Symposium "Dubna Deuteron-95"*, Dubna, 1996, p.304.
- [39] Glozman L.Ya., Neudatchin V.G., Obukhovskiy I.T., Phys.Rev.C, 1993, v.48, p.389.
- [40] Gorovoj V.S., Obukhovskiy I.T., in: *12-th Internat. Seminar in High Energy Physics Problems (Dubna, Sept. 1994)*, to be publ.; Кобушкин А.П., Сямтомов А.И., Глозман Л.Я., ЯФ, 1996, т.59, с.833; Kobushkin A.P., Syamtomov A.I., in: *Proc. of the XV European Few Body Conference, Peniscola (Spain)*, 1995, ed. R.Guardiola, Few Body Systems Suppl., v.8, p.364.
- [41] Лыкасов Г.И., ЭЧАЯ, 1993, т.24, с.140.
- [42] Karmanov V.A., Smirnov A.V., Nucl.Phys.A, 1994, v.575, p.520; Carbonell J., Karmanov V.A., Nucl.Phys.A, 1995, v.581, p.625.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июня 1997 года.

Измерения тензорной анализирующей способности T_{20}

в реакциях $p(d, p)d$ и $p(d, p)pn$ под углом 0°

при импульсах дейтронов 3,5 — 6,5 ГэВ/с

Измерена тензорная анализирующая способность T_{20} реакций $p(d, p)d$ и $p(d, p)pn$ под 0° ($\theta_{cm} = 180^\circ$) при начальных импульсах дейтронов от 3,5 до 6,5 ГэВ/с. Для обеих реакций величина T_{20} остается отрицательной вплоть до 6,5 ГэВ/с (что соответствует значению $k \approx 0,85$ ГэВ/с внутреннего импульса нуклонов в дейтроне, определенного в системе светового фронта). Это полностью противоречит предсказаниям стандартной модели однонуклонного обмена. В зависимости T_{20} от k для реакции $p(d, p)d$ обнаружена новая структура при $k \approx 0,65$ ГэВ/с. Измеренные впервые значения T_{20} для процесса развала дейтрона без образования пионов отличаются при одинаковых k как от данных по T_{20} для упругого рассеяния назад, так и от данных по T_{20} для развала дейтрона в области, где рождение пионов кинематически разрешено. Получено указание, что вблизи от кинематической границы спектра протонов от реакции $p(d, p)pn$ имеется «квазирезонансное» усиление дифференциального сечения. Получены новые данные о T_{20} для процесса $p(d, d')X$ в области M_X от 1,46 до 1,62 ГэВ/с².

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем и в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Measurements of Tensor Analyzing Power T_{20} in Reactions $p(d, p)d$ and $p(d, p)pn$ at 0° for Incident Deuteron Momenta between 3.5 — 6.5 GeV/c

The tensor analyzing power T_{20} for the $p(d, p)d$ and $p(d, p)pn$ reactions at 0° ($\theta_{cm} = 180^\circ$) have been measured at incident momenta from 3.5 to 6.5 GeV/c. For both reactions T_{20} remains negative up to 6.5 GeV/c (that corresponds to the internal momentum $k \approx 0.85$ GeV/c, defined in the light front system). This situation completely contradicts the standard one nucleon exchange model prediction. A new structure in the dependence of T_{20} on $k \approx 0.65$ GeV/c is observed. The first measured values of T_{20} for deuteron breakup without pion production differ at the same k both from data on T_{20} for the backward elastic scattering and from data on T_{20} for deuteron breakup in the region where pion production is allowed. An evidence has been obtained on a «quasiresonance» enhancement of differential cross section close to the kinematical limit of the $p(d, p)pn$ reaction. New data on T_{20} for the $p(d, d')X$ reaction in the region of M_X from 1.46 to 1.62 GeV/c² have been obtained simultaneously.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997