

P1-2005-57

ТЕНЗОРНАЯ АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ
 T_{20} В РЕАКЦИЯХ $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ И $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$ ПРИ
ЭНЕРГИЯХ 140, 200 и 270 МэВ ПОД НУЛЕВЫМ УГЛОМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»



В. П. Ладыгин*, Т. Уесака¹, Т. Саито², М. Хатано², А. Ю. Исупов,
Х. Като², Н. Б. Ладыгина, Е. Маеда¹, А. И. Малахов, И. Нишикава⁴,
Т. Ониши³, Х. Окамура⁵, С. Г. Резников, Х. Сакаи^{1,2}, Н. Сакамото³,
С. Сакода², Е. Сагоу⁶, К. Секигучи³, К. Суда¹, А. Тамии⁶,
Н. Учигашима², К. Яко²

¹ Центр ядерных исследований, Университет Токио, Бункио, Токио 113-0033, Япония

² Физический факультет, Университет Токио, Бункио, Токио 113-0033, Япония

³ RIKEN, Вако, Сайтама 351-0198, Япония

⁴ Физический факультет, Университет Сайтама, Урава 338-8570, Япония

⁵ CYRIG, Университет Тоноку, Сендай, Мияги 980-8578, Япония

⁶ Исследовательский центр ядерной физики, Университет Осака, Ибараки 567-0047, Япония

⁷ Физический факультет, Токийский институт технологии, Токио 152-8551, Япония

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

Ладыгин В. П. и др.

P1-2005-57

Тензорная анализирующая способность T_{20} в реакциях

$dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ и $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$ при энергиях 140, 200 и 270 МэВ под нулевым углом

Представлены данные по тензорной анализирующей способности T_{20} в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ и $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$, полученные на ускорительном исследовательском комплексе RIKEN при кинетических энергиях дейтрона 140, 200 и 270 МэВ под нулевым углом. Обнаруженный положительный знак T_{20} ясно демонстрирует чувствительность к отношению D/S -волн в ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в области энергий эксперимента. Данные по T_{20} для каналов ${}^3\text{He}-n$ и ${}^3\text{H}-p$ согласуются в рамках достигнутой экспериментальной точности.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Ladygin V. P. et al.

P1-2005-57

The Tensor Analyzing Power T_{20} in the $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ and $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$

Reactions at the Energies 140, 200 and 270 MeV and at Zero Degree

The data on the tensor analyzing power T_{20} in the $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ and $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$ reactions at 140, 200 and 270 MeV of the deuteron kinetic energy and at zero degree obtained at RIKEN Accelerator Research Facility are presented. The observed positive sign of T_{20} clearly demonstrates the sensitivity to the D/S wave ratios in the ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ in the energy domain of the measurements. The T_{20} data for the ${}^3\text{He}-n$ and ${}^3\text{H}-p$ channels are in agreement within experimental accuracy.

The investigation has been performed at the Veksler and Balдин Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

ВВЕДЕНИЕ

Спиновая структура легких ядер широко исследовалась в течение последних десятилетий с помощью как электромагнитных, так и адронных пробников. Главными целями этих исследований при промежуточных и высоких энергиях являлось получение информации о высокоимпульсных компонентах легких ядер, в которых существенную роль играют релятивистские эффекты, и поиск проявления ненуклонных степеней свободы. Трехнуклонные связанные состояния представляют особый интерес, потому что даже такая фундаментальная константа, как энергия связи системы, не воспроизводится вычислениями, выполненными с использованием современных двухчастичных нуклон-нуклонных потенциалов [1]. Так как известно, что значение энергии связи имеет сильную корреляцию с величиной спинзависимых сил, таких как тензорные и/или трехнуклонные силы, то можно ожидать, что экспериментальное исследование спиновой структуры трехнуклонной связанной системы позволит получить ключ к пониманию причины недооценки энергии связи.

Нерелятивистские вычисления, выполненные в рамках решения уравнения Фаддеева [2] для трехнуклонного связанного состояния, предсказывают, что доминирующими компонентами связанного состояния ${}^3\text{He}$ являются симметричное S -состояние, когда спин ${}^3\text{He}$ определяется нейтроном и два протона находятся в спин-синглетном состоянии, и D -состояние, когда все спины трех нуклонов ориентированы противоположно спину ${}^3\text{He}$. S -состояние доминирует при малых импульсах, в то время как D -состояние доминирует при больших импульсах. Относительный знак D - и S -волн в импульсном пространстве положителен при малых и промежуточных импульсах нуклона [3].

Чувствительность к различным компонентам ${}^3\text{He}$ может наблюдаться в поляризационных наблюдаемых как в адронных, так и в электромагнитных процессах.

Рассеяние поляризованных электронов на поляризованной ${}^3\text{He}$ -мишени ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e')X$ может быть использовано для изучения различных компонент волновой функции ${}^3\text{He}$ [2]. Однако для описания экспериментальных результатов [4], полученных при различных относительных ориентациях спинов электрона и ${}^3\text{He}$, необходимо учитывать взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) и мезонные обменные токи (МОТ) в дополнение к плосковолновому импульсному приближению (ИП). Данные для поперечной асимметрии A_T' [5], полученные недавно в CEBAF при величинах Q^2 , равных 0,1 и

0,2 (ГэВ/с)², были описаны в рамках решения уравнения Фаддеева с учетом эффектов МОТ.

Реакции развала ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{p}, 2p)$ и ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{p}, pn)$ были исследованы в TRIUMF в квазиупругой кинематике при энергиях налетающего протона 200 [6] и 290 МэВ [7]. В последнем эксперименте спиновые наблюдаемые A_{n0} , A_{0n} и A_{nn} были измерены до импульсов спектатора $q \sim 190$ и ~ 80 МэВ/с для реакций ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{p}, 2p)$ и ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{p}, pn)$ соответственно. Результаты показывают, что анализирующие способности A_{n0} , A_{0n} и A_{nn} для реакции ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{p}, 2p)$ близки к теоретическим предсказаниям, выполненным в рамках плосковолнового ИП. В то же время для реакции ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{p}, pn)$ наблюдается сильное отличие от этих предсказаний. Эти же наблюдаемые были недавно измерены при энергии 197 МэВ в IUCF [8] до $q \sim 400$ МэВ/с. Наблюдалось, что поляризации нейтрона и протона при нулевом импульсе в ${}^3\text{He}$ составляют $P_n \sim 0,98$ и $P_p \sim -0,16$ соответственно, что находится в хорошем согласии с фаддеевскими вычислениями [2]. Однако при больших импульсах существует отличие, которое может быть обусловлено как неопределенностью теоретических вычислений, так и большими эффектами перерасеяния.

Реакции подхвата одного нуклона, типа $dp \rightarrow pd$, $d^3\text{He} \rightarrow p^4\text{He}$ или $d^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}d$, являются простейшими процессами с большой передачей импульса и, следовательно, могут быть использованы в качестве эффективного способа исследования структуры дейтрона и ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях. В рамках механизма однонуклонного обмена (ОНО) [9] поляризационные наблюдаемые реакций, обсуждаемых выше, выражаются в терминах отношений D/S -волн в этих ядрах. Так, например, тензорная анализирующая способность T_{20} реакции $dp \rightarrow pd$ в коллинеарной геометрии, когда направления импульсов конечных частиц совпадают с направлением начального импульса, выражается в терминах D - и S -волн дейтрона в импульсном пространстве

$$T_{20} = \frac{2\sqrt{2}r - r^2}{\sqrt{2}(1 + r^2)}, \quad (1)$$

где r является отношением D/S -волн в дейтроне при соответствующем внутреннем импульсе [9].

В последние годы было накоплено существенное количество данных, относящихся к исследованию спиновой структуры дейтрона и ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$ при больших импульсах нуклона в системе покоя ядра ($q \geq 200$ МэВ/с). Тензорная анализирующая способность T_{20} и коэффициент передачи поляризации в упругом рассеянии назад $dp \rightarrow pd$ были измерены недавно в Сакле, Дубне и RIKEN [10–13]. Другая бинарная реакция, $d^3\text{He} \rightarrow p^4\text{He}$, изучалась в RIKEN с использованием поляризованных дейтрона и ${}^3\text{He}$ до энергии 270 МэВ [14–16]. Все данные показывают чувствительность к спиновой структуре дейтрона. Так, например, T_{20} как для $dp \rightarrow pd$ [10, 12, 13], так и

для $d^3\text{He} \rightarrow p^4\text{He}$ [15, 16] реакций при промежуточных энергиях имеет большую отрицательную величину, отражающую отрицательный знак отношения D/S -волн в дейтроне в импульсном пространстве.

Что касается спиновой структуры ^3He , то тензорная анализирующая способность T_{20} в реакции упругого $d^3\text{He}$ -рассеяния на 180° в системе центра масс была измерена при энергиях 140, 200 и 270 МэВ [17]. Знак T_{20} был положителен, что согласуется с положительным знаком отношения D/S -волн в ^3He [3].

Данных, чувствительных к спиновой структуре трехнуклонного связанного состояния, чрезвычайно мало, и поэтому новые поляризационные данные, особенно полученные на малых межнуклонных расстояниях, представляют огромный интерес.

Процесс $dd \rightarrow ^3\text{He}p(^3\text{He}n)$ также является реакцией подхвата, в которой может быть изучена структура трехнуклонной системы. Теоретический анализ поляризационных явлений для данной реакции в коллинеарной геометрии был проведен в работах [18, 19]. Было показано, что тензорная анализирующая способность T_{20} , связанная с поляризацией начального дейтрона, может быть выражена в терминах отношения D/S -волн в $^3\text{H}(^3\text{He})$, когда связанное состояние трех нуклонов испускается под малыми углами в системе центра масс. На основе этих теоретических исследований был предложен новый эксперимент [20] по измерению энергетической и угловой зависимостей тензорных анализирующих способностей для реакции $dd \rightarrow ^3\text{He}p(^3\text{He}n)$ в RIKEN.

В данной статье представлены экспериментальные данные по тензорной анализирующей способности T_{20} , связанной с поляризацией налетающего дейтрона, в реакциях $dd \rightarrow ^3\text{He}(0^\circ)n$ и $dd \rightarrow ^3\text{H}(0^\circ)p$ при кинетических энергиях дейтрона 140, 200 и 270 МэВ. Статья организована следующим образом. Сначала дается описание эксперимента. Затем приводятся полученные результаты и их обсуждение. Выводы представлены в заключении.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

Эксперимент был проведен на ускорительном комплексе RIKEN (RARF). Пучок поляризованных дейтронов обеспечивался поляризованным ионным источником (ПИИ) атомарного типа [21] и затем ускорялся до требуемой энергии. В данном эксперименте использовались четыре спиновые моды ПИИ, одна из которых соответствовала неполяризованному пучку. Максимальные теоретические значения векторной, p_z , и тензорной, p_{zz} , компонент для данных спиновых мод были следующими: $(p_z, p_{zz}) = (0, 0)$, $(0, -2)$, $(-2/3, 0)$ и $(1/3, 1)$. Спиновые моды циклически переключались каждые 5 с. Направление оси поляризации пучка контролировалось с помощью фильтра Вина, расположенного на выходе из ПИИ, перед ускорением. При энергиях 140,

200 и 270 МэВ измерения проводились при направлении оси поляризации в плоскости рассеяния перпендикулярно направлению импульса начального дейтрона. Кроме того, в данном эксперименте измерения при энергиях 200 и 270 МэВ выполнялись также при направлении оси поляризации перпендикулярно плоскости рассеяния.

Поляризация пучка измерялась при помощи двух поляриметров, основанных на измерении асимметрии в реакции упругого dp -рассеяния. В качестве мишени в этих поляриметрах использовалась тонкая полиэтиленовая, CH_2 , пленка. Данная реакция при энергиях 140, 200 и 270 МэВ имеет большие значения как векторной, так и тензорных анализирующих способностей [12, 22]. Измерение выхода событий при рассеянии вправо, влево, вверх и вниз для различных мод поляризации пучка позволяет получить не только величины поляризации, но и направление оси поляризации. При энергиях 140 и 270 МэВ использовались новые значения анализирующих способностей реакции упругого dp -рассеяния, полученные во время абсолютной калибровки поляризации пучка дейтронов посредством исследования реакции $^{12}\text{C}(d, \alpha)^{10}\text{B}^*[2^+]$ [23]. Один из поляриметров (SWPOL-поляриметр), расположенный непосредственно перед мишенью, использовался для измерения поляризации пучка как до, так и после проведения измерений. Второй поляриметр (D-room-поляриметр) находился между циклотроном и установкой и позволял контролировать величину поляризации пучка в ходе набора статистики. Каждый из поляриметров состоял из четырех пар сцинтилляционных счетчиков с пластиковыми сцинтилляторами толщиной 1 см, которые были расположены симметрично в направлениях вправо, влево, вверх и вниз. Рассеянные дейтроны и протоны отдачи регистрировались в совпадениях. Для этого детекторы располагались согласно кинематике упругого dp -рассеяния. Величины поляризации пучка были получены усреднением показаний двух поляриметров. Результаты по тензорной поляризации пучка для двух спиновых мод ПИИ [21] представлены в табл. 1. Ошибка измерений поляризации пучка получена как среднеквадратичная от статистической ошибки и систематической ошибки, обусловленной неопределенностью анализирующих способностей поляриметра. Эта систематическая ошибка не превышала 2% для всех энергий.

Таблица 1. Тензорная поляризация пучка для спиновых мод $(0, -2)$ и $(1/3, 1)$

Энергия, МэВ	Мода $(0, -2)$	Мода $(1/3, 1)$
270	$-1,256 \pm 0,023$	$0,766 \pm 0,016$
200	$-0,828 \pm 0,016$	$0,585 \pm 0,014$
140	$-0,285 \pm 0,006$	$0,210 \pm 0,005$

Реальные значения поляризации пучка, например для моды $(1/3, 1)$, составляют ~ 75 , 50 и 20% от идеальной величины при энергиях 270, 200 и 140 МэВ соответственно. Столь большой разброс величин поляризации пучка, обусловленный эффектом «старения» ПИИ, связан с тем, что измерения при энергиях 270 и 200 МэВ были разделены во времени на 6 сут, в то время как измерения при энергии 140 МэВ проводились на 4 сут позже, чем измерения при энергии 200 МэВ.

Для измерений использовался спектрограф SMART [24] (см. рис. 1). В этой системе направление начального пучка изменяется магнитной оптикой, расположенной перед мишенью. При этом магнитная система, предназначен-

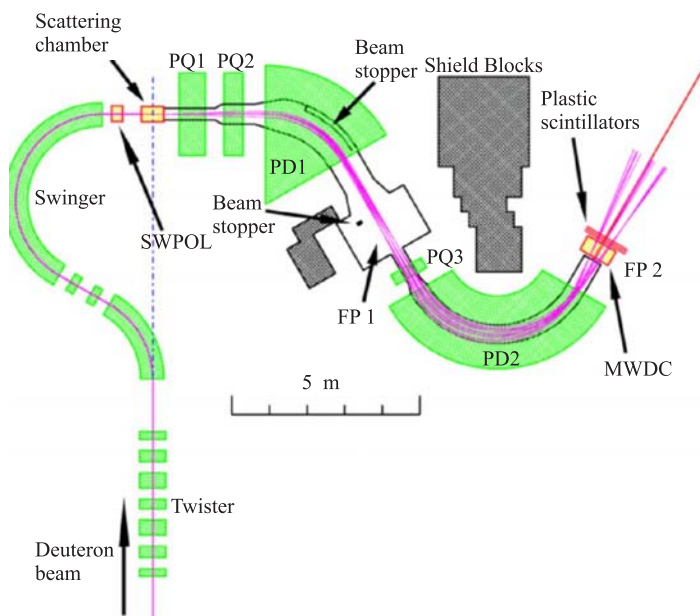


Рис. 1. Схема спектрографа SMART: FP1, 2 — фокальные плоскости; PQ и PD — квадрупольные и дипольные магниты соответственно; MWDC — многопроволочная дрейфовая камера; SWPOL — поляриметр

ная для импульсного анализа, остается неподвижной. Измерение импульса частицы и разделение первичного и вторичного пучков достигается посредством двух дипольных, D , и трех квадрупольных, Q , магнитов, расположенных в $Q-Q-D-Q-D$ -конфигурации.

Типичная интенсивность пучка, которая измерялась с помощью чаши Фарадея, была 1–2 нА. «Живое» время системы сбора данных [25] составляло более чем 80% при скорости приема несколько тысяч событий в секунду.

В качестве дейтериевой мишени использовалась тонкая пленка дейтерированного полиэтилена CD_2 [26]. Для каждой настройки спектрографа проводились измерения на CD_2 - и углероде для получения эффекта от дейтерия посредством CD_2 -С-вычитания. Толщины CD_2 - и углеродной мишеней были 54 и 34 мг/см² соответственно.

Три сцинтилляционных счетчика с пластическими сцинтилляторами BICRON BC-408 размером $180 \times 800 \times 5$ мм были расположены в фокальной плоскости спектрографа FP2. Они просматривались с обеих сторон фотомножителями Хамамацу H1161. Сигналы со сцинтилляционных счетчиков использовались в совпадениях для выработки сигнала триггера события и для получения временной и амплитудной информации, необходимой для идентификации частиц. Информация об амплитуде сигнала использовалась на уровне триггера. Так как выделение энергии в пластике при прохождении протонов и дейтронов ниже, чем от 3He и 3H , то увеличение порога срабатывания дискриминаторов позволяло существенно уменьшить набор фоновых событий. Пороги дискриминаторов выбирались таким образом, чтобы не терять 3He - и 3H -событий. Примесь фоновых событий не превышала 40 и 0,5 % для случаев детектирования 3He и 3H соответственно.

Многопроволочные дрейфовые камеры, MWDC, предназначенные для определения траектории частиц, были также расположены в фокальной плоскости. Для определения параметров трека частицы в направлениях X и Y использовались по 4 плоскости дрейфовых камер.

Расстояние от точки мишени до фокальной плоскости составляло 17 метров, что было достаточно для разделения трития, дейтронов и протонов с одинаковым импульсом по времени пролета. Для этой цели использовалась разность времен срабатывания триггера и высокочастотного сигнала циклотрона. Для отбора частиц определенного сорта дополнительно требовалось, чтобы амплитуды сигналов во всех трех сцинтилляционных детекторах соответствовали энерговыделению для данного типа частиц. Применение данных критериев позволяло надежно идентифицировать тип частицы.

Эффективность восстановления трека частицы была лучше 99 %. Параметры трека с использованием оптической матрицы спектрографа позволяли определить импульс и углы вылета частицы из мишени. Энергетическое разрешение, которое обеспечивалось магнитной и трековой системами, составляло ~ 300 кэВ.

Данные для канала 3He - n были получены при энергиях 140, 200 и 270 МэВ. Для канала 3H - p измерения проводились при энергиях 140 и 200 МэВ, так как импульс 3H при энергии 270 МэВ выше, чем максимально допустимая магнитная жесткость спектрографа SMART [24].

Импульсные спектры 3He из реакции взаимодействия дейтрона с CD_2 -мишенью при энергиях 270, 200 и 140 МэВ показаны на рис. 2, *a*, *b* и *в* слева. Заштрихованные области соответствуют измерениям на углеродной мишени.

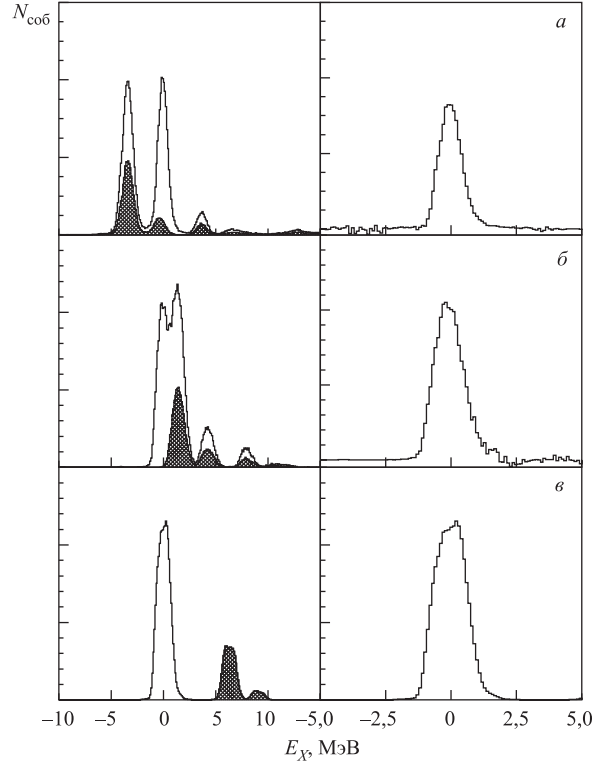


Рис. 2. Процедура $\text{CD}_2\text{-C}$ -вычитания для канала $dd \rightarrow {}^3\text{He}(0^0)n$ при энергии: а) 270, б) 200 и в) 140 МэВ. Открытые и заштрихованные гистограммы слева соответствуют выходам событий от CD_2 - и углеродной мишени соответственно. Справа продемонстрировано качество $\text{CD}_2\text{-C}$ -вычитания

Спектры построены в зависимости от энергии возбуждения E_X , которая определяется следующим образом:

$$E_X = \sqrt{(E_0 - E_{3N})^2 - (\mathbf{P}_0 - \mathbf{P}_{3N})^2} - M_N, \quad (2)$$

где \mathbf{P}_0 — начальный импульс; $E_0 = 2M_d + T_d$ — полная начальная энергия; E_{3N} и \mathbf{P}_{3N} — энергия и импульс трехнуклонной системы соответственно; M_N — масса нуклона. Пики при $E_X = 0$ соответствуют рождению ${}^3\text{He}$ в реакции $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$. Качество процедуры $\text{CD}_2\text{-C}$ -вычитания продемонстрировано на рис. 2, а, б и в справа.

В случае детектирования ${}^3\text{H}$ выход от углерода под пиком при $E_X = 0$ пренебрежимо мал. Пик от бинарной реакции на дейтерии, $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$,

отделен от пиков для реакции $d^{12}\text{C} \rightarrow {}^3\text{H}\chi$ на ~ 5 и 10 МэВ при энергиях 200 и 140 МэВ соответственно (см. рис. 3, *a* и *б* слева). Качество CD_2 -С-вычитания продемонстрировано справа.

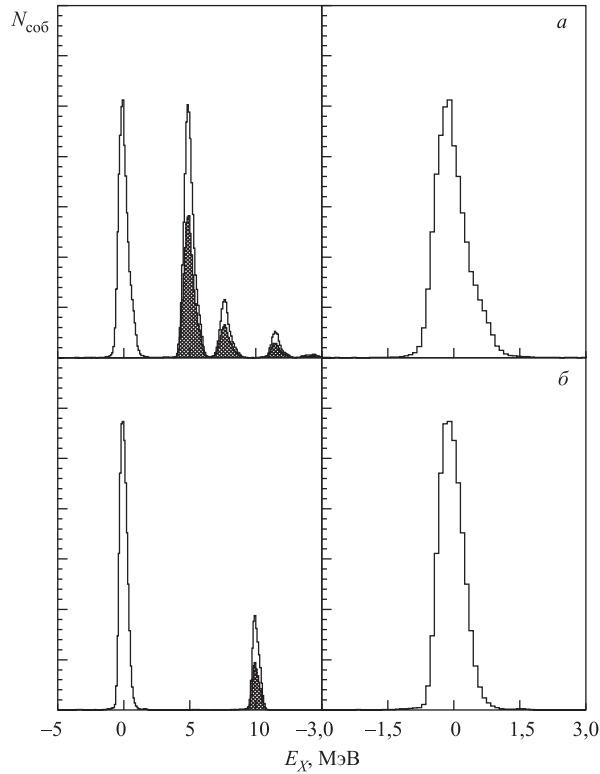


Рис. 3. Процедура CD_2 -С-вычитания для канала $dd \rightarrow {}^3\text{H}(0^\circ)p$ при энергии: *a*) 200 и *б*) 140 МэВ. Открытые и заштрихованные гистограммы слева соответствуют выходам событий от CD_2 - и углеродной мишеней соответственно. Справа продемонстрировано качество CD_2 -С-вычитания

Для дальнейшего анализа отбирались события с углом вылета из мишени $\theta \leq 1,4^\circ$. В данном случае акцептанс по азимутальному углу является полностью симметричным и поэтому зависимостью выхода событий от азимутального угла можно пренебречь.

Для анализа использовались события, полученные для неполяризованной моды $(0, 0)$ и двух поляризованных спиновых мод ПИИ с тензорной поляризацией, $(0, -2)$ и $(1/3, 1)$.

Тензорная анализирующая способность T_{20} для каждой поляризованной спиновой моды была получена из следующего выражения:

$$T_{20} = -\frac{2\sqrt{2}}{p_{zz}} \left(\frac{\sigma_{\text{pol}}}{\sigma_0} - 1 \right), \quad (3)$$

где p_{zz} — соответствующая тензорная поляризация пучка; σ_{pol} и σ_0 — выходы полезных событий для поляризованной и неполяризованной спиновых мод ПИИ, полученные путем CD_2 -С-вычитания и поправленные на эффект мертвого времени установки, эффективность детектирования и интенсивность пучка. Так как спиновые моды ПИИ циклически менялись каждые 5 мин, эффектом потери дейтерия из CD_2 -мишени из-за ядерного взаимодействия с пучком можно было пренебречь. Тензорная анализирующая способность T_{20} была получена как средневзвешенное значение для двух спиновых мод ПИИ.

Наибольшая систематическая неопределенность для величины T_{20} , обусловленная процедурой CD_2 -С-вычитания, получена для случая детектирования ${}^3\text{He}n$ при энергии 200 МэВ и не превышала 1%. Так как примесь событий от углерода в области пика от бинарной реакции для канала ${}^3\text{H}p$ была только порядка 10^{-3} , то систематическая ошибка для T_{20} , обусловленная процедурой вычитания для этого канала, пренебрежимо мала.

Фальшивая асимметрия оценена из выхода событий для чисто векторной моды $(-2/3, 0)$. Под нулевым углом асимметрия $(\sigma_{\text{pol}}/\sigma_0 - 1)$ для данной спиновой моды должна равняться нулю из-за симметрии вращения. Фальшивая асимметрия в условиях данного эксперимента не превышала 1%.

Эффект искажения величины T_{20} из-за конечного углового аксептанса установки был оценен с помощью угловой зависимости тензорной анализирующей способности для диапазона угла рассеяния $\theta \leq 4, 0^\circ$. Угловая зависимость фитировалась функцией вида $p_0 + p_1\theta^2$. Эффект искажения T_{20} , найденный интегрированием полученной аппроксимации для углов $\theta \leq 1, 4^\circ$, не превышал 1% для всех данных.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты исследования тензорной анализирующей способности T_{20} реакций $dd \rightarrow {}^3\text{He}(0^\circ)n$ и $dd \rightarrow {}^3\text{H}(0^\circ)p$ представлены в табл. 2. Ошибка измерений получена как среднеквадратичная от систематической ошибки, обусловленной неопределенностью поляризации пучка, и статистической ошибки измерений. Систематическая ошибка составляет приблизительно 2% для всех энергий (см. табл. 1.).

Данные результаты представлены также на рис. 4. Открытые треугольники и заштрихованные кружки соответствуют каналам ${}^3\text{H}-p$ и ${}^3\text{He}-n$. Величины T_{20} , полученные в данном эксперименте для обоих зарядово-симметрич-

Таблица 2. Тензорная анализирующая способность T_{20} в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ и $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$

Энергия, МэВ	Реакция	T_{20}	ΔT_{20}
140	$dd \rightarrow {}^3\text{He}n$	0,112	0,019
	$dd \rightarrow {}^3\text{H}p$	0,082	0,018
200	$dd \rightarrow {}^3\text{He}n$	0,172	0,020
	$dd \rightarrow {}^3\text{H}p$	0,165	0,018
270	$dd \rightarrow {}^3\text{He}n$	0,300	0,013

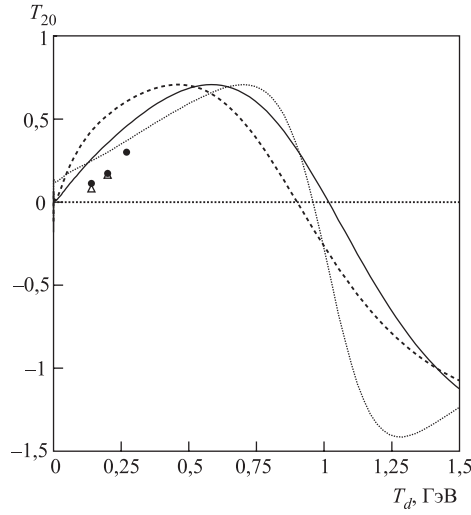


Рис. 4. Тензорная анализирующая способность T_{20} в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ (заштрихованные кружки) и $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$ (открытые треугольники) в коллинеарной геометрии в зависимости от кинетической энергии начального дейтрона. Сплошная, штриховая и точечная линии — результаты нерелятивистских вычислений в рамках ОНО [20] для случая вылета ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$ в переднюю полусферу в с.ц.м. с использованием волновых функций ${}^3\text{He}$ на основе урбанского [27], парижского [28] и RSC [29] нуклон-нуклонных потенциалов соответственно. Для описания структуры дейтрона в расчетах использовалась парижская дейтронная волновая функция [31]

ных каналов ${}^3\text{H}-p$ и ${}^3\text{He}-n$ при энергиях 140 и 200 МэВ, находятся в хорошем согласии в рамках достигнутой экспериментальной точности. Таким образом, возможного нарушения зарядовой симметрии в этих процессах не обнаружено.

Положительный знак величины T_{20} противоположен отрицательной величине T_{20} для $dp \rightarrow pd$ и других реакций, чувствительных к структуре дейтрона. Энергетическая зависимость T_{20} демонстрирует увеличение значения

T_{20} с ростом энергии. Такое поведение может быть понято в терминах отношения D/S -волн в ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$ в рамках механизма ОНО.

В рамках приближения ОНО тензорная анализирующая способность T_{20} реакции $dd \rightarrow {}^3\text{H}p({}^3\text{He}n)$ в коллинеарной геометрии выражается в терминах отношения r D - и S -волн ${}^3\text{H}({}^3\text{He})$ [18–20] (см. выражение (1)). Положительный знак T_{20} в данной области энергий отражает положительный знак отношения D/S -волн в ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$ в импульсном пространстве [2, 3]. В этой связи можно заключить, что наши данные чувствительны к D -состоянию в ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$.

Сплошная, штриховая и точечная линии на рис. 4 представляют результаты нерелятивистских вычислений в рамках ОНО [20] с использованием волновых функций ${}^3\text{He}$ на основе урбанского [27], парижского [28] и RSC [29] (с параметризацией из работы [30]) нуклон-нуклонных потенциалов. Для расчетов использовалась парижская волновая функция дейтрона [31]. Однако необходимо отметить, что поведение T_{20} нечувствительно к структуре дейтрона в условиях данного эксперимента [18–20]. Данные находятся в качественном согласии с вычислениями, выполненными в рамках механизма ОНО [20].

Поведение полученных данных согласуется с поведением T_{20} для других реакций, чувствительных к спиновой структуре ${}^3\text{He}$. На рис. 5 показаны данные по T_{20} реакций $dd \rightarrow {}^3\text{He}(0^\circ)n$ и $d^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}d$ [17] в зависимости

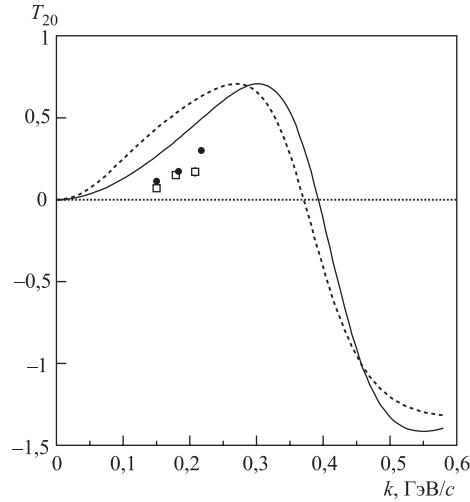


Рис. 5. Тензорная анализирующая способность T_{20} в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ (заштрихованные кружки) и $d^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}d$ (открытые квадраты) [17] в зависимости от внутреннего импульса k . Сплошная и штриховая линии — результат вычислений в рамках ОНО с использованием волновых функций ${}^3\text{He}$ на основе урбанского [27] и парижского [28] нуклон-нуклонных потенциалов соответственно

от внутреннего импульса k , определенного следующим образом [32]:

$$\begin{aligned}
 k &= \left(\alpha - \frac{1}{2} \right) \epsilon + \frac{m_d^2 - m_p^2}{\epsilon}, \\
 \epsilon &= \sqrt{\frac{m_p^2(1 - \alpha) + m_d^2\alpha}{\alpha(1 - \alpha)}}, \\
 \alpha &= \frac{\sqrt{m_p^2 + q^2} + q}{m_\tau},
 \end{aligned} \tag{4}$$

где m_p , m_d и m_τ — массы протона, дейтрона и ${}^3\text{He}$ соответственно; q — импульс протона в системе покоя ${}^3\text{He}$.

Данные для обоих процессов демонстрируют универсальность поведения в зависимости от переменной k . Сплошная и штриховая линии — результат вычислений в рамках ОНО с использованием урбанской [27] и парижской [28] волновых функций ${}^3\text{He}$ согласно формуле (1). Релятивистские эффекты учтены посредством минимальной схемы релятивизации [32].

Различие между полученными данными и вычислениями может быть обусловлено как вкладом механизмов, отличных от ОНО, так и неадекватным описанием структуры ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях. Что касается механизма реакции, то виртуальное возбуждение других каналов, например, возбуждение Δ -изобары, было рассмотрено феноменологически в работе [17] для воспроизведения энергетической зависимости T_{20} для процесса $d{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}d$. Микроскопические вычисления, выполненные в работе [28], показали, что вклад от диаграммы с возбуждением Δ -изобары для процесса $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ составляет менее 10% при энергиях ниже 300 МэВ. При больших энергиях, в ГэВ-ной области, когерентная сумма ОНО и возбуждения Δ -изобары удовлетворительно воспроизводит данные по сечению.

Следовательно, доминирующими механизмами реакции $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ при этих энергиях являются ОНО и возбуждение Δ -изобары. Однако согласно вычислениям, выполненным в работе [28] для дифференциальных сечений, вклад от механизмов, отличных от ОНО, является не таким большим в энергетическом диапазоне нашего эксперимента. Таким образом, можно ожидать, что неопределенность механизма реакции слишком мала, чтобы объяснить различие между полученными данными и вычислениями в рамках ОНО. В этом случае различие между T_{20} -данными и расчетами ОНО в основном может быть связано со структурой ${}^3\text{He}$. Но возможно также, что другие, отличные от возбуждения Δ -изобары механизмы реакции могут проявляться сильнее в поляризационных наблюдаемых, чем в поведении сечений.

Дальнейшие теоретические исследования как спиновой структуры ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях, так и механизмов реакции $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ необходимы для понимания поведения данных по T_{20} , представленных в этой работе.

Проведение измерений T_{20} , так же как и других спиновых наблюдаемых, при более высоких энергиях, а значит, при бóльших внутренних импульсах представляет собой несомненный интерес. В частности, измерение T_{20} в области $k \sim 0,4$ ГэВ/с, где ожидается смена знака T_{20} , может позволить дифференцировать различные модели описания структуры ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы могут быть сформулированы следующим образом.

Получены данные по тензорной анализирующей способности T_{20} в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}p$ и $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ в коллинеарной геометрии при промежуточных энергиях. Положительный знак T_{20} находится в согласии с результатами, полученными ранее для T_{20} в реакции $d{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}d$ [17]. С другой стороны, этот знак совпадает с предсказаниями вычислений в рамках механизма ОНО с использованием стандартных волновых функций ${}^3\text{He}$.

Согласно теоретическим вычислениям [28] доминирующим механизмом для реакции $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ при энергиях данного эксперимента является ОНО. Вклад механизма возбуждения Δ -изобары составляет менее 10% при энергиях ниже 300 МэВ [28]. Механизм ОНО качественно воспроизводит общие свойства поведения T_{20} в зависимости от энергии, а именно знак и рост величины T_{20} с ростом энергии при условиях данного эксперимента. В таком подходе отклонение экспериментальных данных от вычислений ОНО может быть обусловлено неадекватным описанием спиновой структуры ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях.

С другой стороны, вполне возможно, что другие, не рассматриваемые здесь механизмы реакции могут влиять на поведение поляризационных данных. Необходимы дальнейшие теоретические вычисления для улучшения описания полученных данных. В этом плане данные нашего эксперимента являются чрезвычайно важными для изучения реакции $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ как возможного способа получения информации о спиновой структуре связанного трехнуклонного состояния на малых расстояниях.

Авторы выражают благодарность персоналу RARF за обеспечение хороших условий для проведения эксперимента R308n. Они благодарны Х. Кумасаке, Р. Сузуки и Р. Таки за помощь во время эксперимента. Российская часть коллаборации благодарит дирекцию RIKEN за теплый прием во время эксперимента. Работа была частично поддержана грантом полномочного представителя правительства Республики Болгарии за 2001 г., целевой программой Республика Болгария–ОИЯИ за 2002 г. и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 04-02-17107).

ЛИТЕРАТУРА

1. Glöckle W., Witala H., Hüber D., Kamada H., Golak J. // Phys. Rep. 1996. V. 274. P. 107.
2. Blankleider B., Woloshyn R.M. // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 538;
Friar J.L., Gibson B.F., Payne G.L., Bernstein A.M., Chupp T.E. // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 2310;
Schulze R.-W., Sauer P.U. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 38.
3. Eiro A.M., Santos F.D. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1990. V. 16. P. 1139.
4. Woodward C.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 698;
Jones-Woodward C.E. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. R571;
Thompson A.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2901;
Meyerhoff M. et al. // Phys. Lett. B. 1994. V. 327. P. 201.
5. Xu W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2900.
6. Brash E.J. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2064.
7. Rahav A. et al. // Phys. Lett. B. 1992. V. 275. P. 259;
Rahav A. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 1167.
8. Miller M.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 502.
9. Vasan S.S. // Phys. Rev. D. 1973. V. 8. P. 4092;
Karmanov V.A. // Yad. Fiz. 1981. V. 34. P. 1020.
10. Punjabi V. et al. // Phys. Lett. B. 1995. V. 350. P. 178.
11. Azhgirey L.S. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 391. P. 22; Yad. Fiz. 1998. V. 61. P. 494.
12. Sekiguchi K. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034003.
13. Sakai H. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5288.
14. Uesaka T. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 467. P. 199.
15. Uesaka T. et al. // Few-Body Systems Suppl. 2000. V. 12. P. 497.
16. Uesaka T. et al. // Phys. Lett. B. 2002. V. 533. P. 1.
17. Tanifuji M. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 024602.
18. Ladygin V.P., Ladygina N.B. // Phys. Atom. Nucl. 1996. V. 59. P. 789.
19. Ladygin V.P., Ladygina N.B. // Nuovo Cim. A. 1999. V. 112. P. 855.
20. Ladygin V.P., Ladygina N.B., Sakai H., Uesaka T. // Part. and Nucl. Lett. 2000. No. 3[100]-2000. P. 74.

21. *Okamura H. et al.* // AIP Conf. Proc. 1993. V.293. P. 84.
22. *Sakamoto N. et al.* // Phys. Lett. B. 1996. V.367. P. 60.
23. *Suda K. et al.* // AIP Conf. Proc. 2001. V.570. P. 806; RIKEN Accel. Prog. Rep. 2002. V. 35. P. 174.
24. *Ichihara T. et al.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 569. P.287c.
25. *Okamura H.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2000. V.443. P. 194.
26. *Maeda Y., Sakai H., Hatanaka K., Tamii A.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2002. V.490. P.518.
27. *Schiavilla R., Pandharipande V.R., Wiringa R.B.* // Nucl. Phys. A. 1986. V.449. P.219.
28. *Laget J.-M., Lecolley J.F., Lefebvres F.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 370. P.479.
29. *Santos F.D., Eiro A.M., Barosso A.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 19. P.238.
30. *Узиков Ю.Н.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 4. С. 1010.
31. *Lacombe M., Loiseau B., Vinh Mau R., Cote J., Pires P., de Tourreil R.* // Phys. Lett. B. 1981. V.101. P.139.
32. *Dirac P. A. M.* // Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. P.392;
Weinberg S. // Phys. Rev. 1966. V. 150. P. 1313;
Frankfurt L. L., Strikman M. I. // Phys. Rep. 1981. V. 76. P.215.

Получено 14 мая 2005 г.

Редактор *Е. В. Калининкова*

Подписано в печать 29.06.2005.

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

Усл. печ. л. 1,18. Уч.-изд. л. 1,67. Тираж 390 экз. Заказ № 54949.

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

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/