

УДК 539.172.13

## ИЗУЧЕНИЕ $pp$ -КОРРЕЛЯЦИЙ В РЕАКЦИИ $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$

© 2020 г. Е. С. Конобеевский<sup>1,3</sup>, А. А. Афонин<sup>1</sup>, С. В. Зуев<sup>1</sup>, А. А. Каспаров<sup>1</sup>, В. М. Лебедев<sup>2</sup>,  
В. В. Мицук<sup>1,3,\*</sup>, М. В. Мордовской<sup>1,3</sup>, А. В. Спасский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

\*E-mail: vyacheslav.mitsuk@phystech.edu

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Рассмотрена задача определения энергии виртуального  $pp$ -состояния в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow (p + p) + n$  с целью исследования влияния  $3N$ -сил на величину этого параметра, извлекаемого в реакции с тремя частицами в конечном состоянии. Представлены результаты кинематического моделирования этой реакции, в частности, определен возможный диапазон измерения энергии виртуального  $pp$ -состояния. Предложена и апробирована экспериментальная схема для изучения данной реакции, представлены результаты калибровочных и тестовых измерений.

DOI: 10.31857/S036767652004016X

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение и сравнение  $nn$ - и  $pp$ -взаимодействий имеют особое значение в связи с проверкой гипотезы о зарядовой симметрии ядерных сил. Нарушение зарядовой симметрии ядерных сил, т.е. различие ядерных  $nn$ - и  $pp$ -взаимодействий, проявляется, в частности, в различии низкоэнергетических характеристик  $nn$ - и  $pp$ -взаимодействий – синглетных длин рассеяния и энергий виртуального  ${}^1S_0$ -уровня.

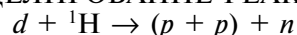
Длина протон-протонного рассеяния была определена с высокой точностью из экспериментов по прямому рассеянию протона на протоне ( $a_{pp} = -7.8149 \pm 0.0029$  фм [1]). Современное значение ядерной части длины рассеяния, не включающее в себя кулоновский вклад, составляет  $a_{pp}^{NN} = -17.3 \pm 0.4$  фм [2].

Нейтрон-нейтронная длина рассеяния определяется в основном в реакциях  $n + d \rightarrow p + n + n$  и  $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$  при исследовании взаимодействия в конечном состоянии двух нейтронов, имеющих малую относительную энергию. Результаты, полученные к настоящему времени, свидетельствуют о значительной неопределенности значений  $a_{nn}$ , сгруппированных около  $-16.3 \pm 0.4$  фм [3, 4] и  $-18.5 \pm 0.4$  фм [5–7], так что не определен даже знак разности  $a_{nn} - a_{pp}$ , которая является мерой нарушения зарядовой симметрии.

В [8] было высказано предположение, что указанный разброс значений длины  $nn$ -рассеяния, полученный в реакциях с тремя частицами в конечном состоянии, может быть связан со значительным влиянием  $3N$ -сил, зависящих от скорости разлета  $nn$ -пары и заряженного фрагмента.

Можно предположить, что и значения протон-протонной длины рассеяния  $a_{pp}$  и энергии виртуального  ${}^1S_0$  уровня  $E_{pp}$ , извлеченные из экспериментов с тремя или четырьмя частицами в конечном состоянии, будут отличаться от значений этих величин, полученных в свободном  $pp$ -рассеянии. Для проверки этого предположения в ИЯИ РАН запланированы работы по исследованию реакций  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ ,  $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$  и  $p + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n$ . Во всех этих реакциях в промежуточном состоянии возможно взаимодействие  $pp$ -пары с нейтроном (или  $nn$ -парой), что может отразиться на величинах извлекаемых низкоэнергетических параметров ( $a_{pp}$  и  $E_{pp}$ ).

### МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ



Задача рассматриваемого в статье исследования состоит в определении энергии виртуального синглетного  $pp$ -состояния в реакции с тремя частицами в конечном состоянии. Кинематическое моделирование реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow (p + p) + n \rightarrow p +$

$+ p + n$ , проходящей через стадию образования виртуального синглетного  $pp$ -состояния, проводилось с помощью программ, предназначенных для изучения реакций с тремя и более частицами в конечном состоянии [9, 10].

Моделирование реакции проведено в два этапа. На первом этапе моделируется двухчастичная реакция  $d + {}^1\text{H} \rightarrow (p + p) + n$  при энергии пучка дейтронов 15 МэВ. Затравочная масса двухпротонной системы имеет вид  $m_{2p} = 2m_p + E_{pp}$ . В работе [11] в четырехчастичной реакции  $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$  получено значение  $E_{pp} = 0.43 \pm 0.09$  МэВ. Экспериментальное значение длины протон-протонного рассеяния  $a_{pp}^{NN} = -17.3 \pm 0.4$  фм, приведенное в работе [2], соответствует значению  $E_{pp} = 0.51$  МэВ. Поскольку искомое значение энергии виртуального уровня в рассматриваемой реакции неизвестно, при моделировании его брали в широком интервале  $E_{pp} = 0.5 \pm 0.3$  МэВ.

С учетом условий эксперимента (угол установки детектора заряженных частиц должен быть не менее  $15^\circ$ ), были определены оптимальные углы вылета нейтрона и  $pp$ -системы:  $\Theta_{2p} = -18^\circ \pm 1.5^\circ$ ,  $\Theta_n = 38^\circ \pm 2^\circ$ , соответствующие максимально возможным в эксперименте энергиям протонов. Положительным и отрицательным углом соответствуют углы вылета налево и направо от оси пучка соответственно.

На втором этапе моделирования рассматривается реакция трехчастичного распада  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ . При этом углы регистрации протона и нейтрона, брались близкими к значениям углов вылета нейтрона и  $pp$ -системы, определенным на первом этапе моделирования. Для каждого моделированного события относительная энергия системы двух протонов, т.е. превышение полной энергии  $pp$ -системы над ее массой, рассчитывается через кинетические энергии вторичных протонов и угол их разлета в лабораторной системе [12]. При этом для всех событий, разрешенных кинематикой реакции при заданных параметрах эксперимента, два протона могут иметь относительную энергию  $\epsilon$  в интервале от 0 до  $\sim 1.4$  МэВ. Отбор событий со значениями относительной энергии  $pp$ -системы  $\epsilon$  в интервале  $E_{pp} \pm \Gamma$  приводит к структуре в энергетическом спектре протонов (рис. 1).

Видно, что различным значениям энергии виртуального уровня  $E_{pp}$  соответствуют различные расстояния между пиками в энергетическом спектре протонов и существует зависимость расстояния между пиками в спектре протонов от величины энергии виртуального состояния. Поэтому можно надеяться, что анализ полученного в эксперименте энергетического спектра протонов позво-

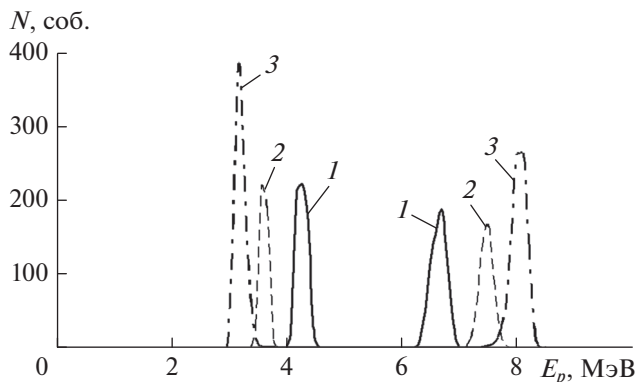


Рис. 1. Энергетические спектры протонов, образующихся в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  для различных значений  $\epsilon$ : 1 –  $200 \pm 50$ , 2 –  $400 \pm 50$  и 3 –  $800 \pm 50$  кэВ.

лит определить с достаточной точностью величину энергии  $E_{pp}$  виртуального  $pp$ -состояния. Отметим, что моделированные энергии вылетающих протонов, полученные при приведенных выше параметрах эксперимента, достаточно велики, и детекторы для регистрации заряженных частиц можно установить вне вакуумной камеры.

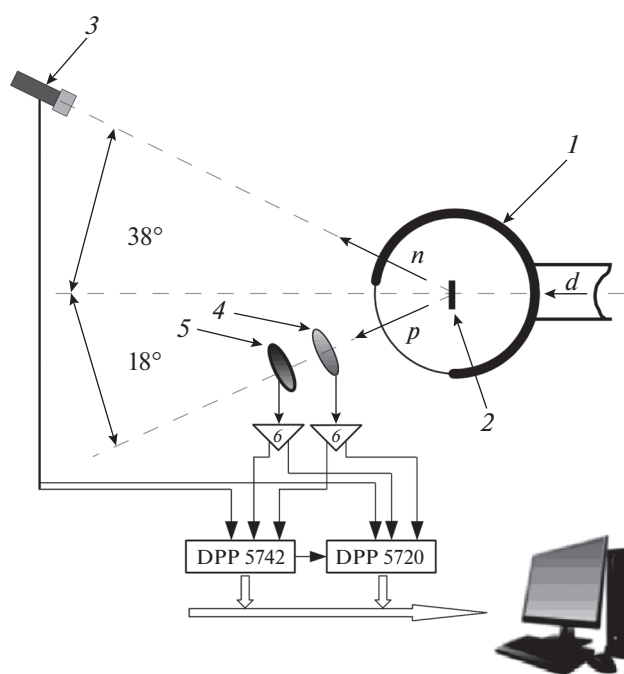
Полученные в результате моделирования трехчастичной реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  данные об энергетических спектрах протонов были использованы для вычисления ионизационных потерь в кремниевых  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторах (толщины детекторов составляют 25 и 1000 мкм соответственно). Как показало моделирование, наличие двух пиков в энергетическом спектре протонов после прохождения  $\Delta E$ - $E$ -системы сохраняется.

Таким образом, в результате проведения моделирования указанной реакции установлено, что при определенных кинематических условиях имеется прямая зависимость формы энергетического распределения “распадной” частицы от энергии квазисвязанного состояния, позволяющая определить эту важную характеристику нуклон-нуклонного взаимодействия. В ходе моделирования реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  был установлен доступный для исследования диапазон  $E_{pp}$  (200–800 кэВ).

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ $d + {}^1\text{H} \rightarrow (p + p) + n$

С использованием результатов моделирования, была создана экспериментальная установка (рис. 2) для изучения реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ .

Исследования проводятся совместно с НИИ-ЯФ МГУ на пучке дейтронов ускорителя У-120 при энергии дейтронов 15 МэВ. В данном экспе-



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки для регистрации заряженных частиц и нейтронов: 1 – вакуумная камера рассеяния, 2 – мишень  $\text{CH}_2$  или  $\text{CD}_2$ , 3 – детектор нейтронов, 4 – кремниевый тонкий  $\Delta E$ -детектор (25 мкм), 5 – кремниевый  $E$ -детектор (300 мкм), 6 – усилительные тракты, DPP 5742 и DPP 5720 – цифровые сигнальные процессоры.

рименте пучок дейтронов облучает водородосодержащую (или дейтерированную) мишень, помещенную в вакуумную камеру диаметром  $\sim 23$  см с выходным окном из лавсана толщиной  $\sim 20$  мкм. Наличие тонкого выходного окна позволяет устанавливать детекторы заряженных частиц снаружи камеры.

В эксперименте будут регистрироваться в совпадении один из протонов и нейтрон под углами, близкими к углам вылета двухпротонной системы и нейтрона в двухчастичной реакции, поэтому установка содержит два плеча регистрации частиц. Для определения типа и измерения энергии заряженной частицы используется телескоп кремниевых  $\Delta E$ – $E$ -детекторов. Второе плечо регистрации содержит жидкий водородсодержащий сцинтилляционный детектор нейтронов EJ-301. Энергия нейтронов определяется по времени пролета до детектора.

Сигналы с детекторов подаются через соответствующие тракты усиления на цифровые сигнальные процессоры (ЦСП) CAEN DT5720 и DT5742. В качестве стартового сигнала времяпролетной системы используется быстрый сигнал предусилителя  $E$ -детектора заряженных частиц

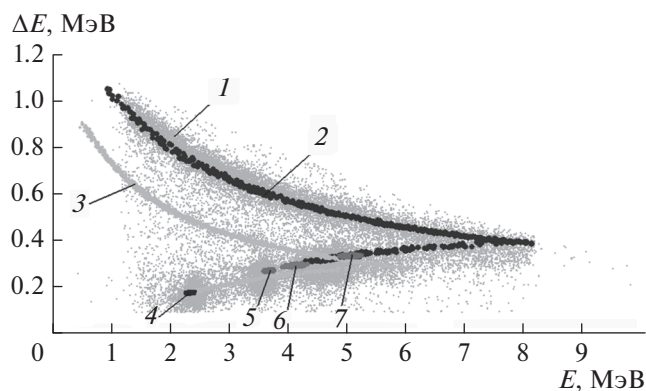
телескопа. ЦСП DT5720 используется для оцифровки медленных (амплитудных) сигналов, а ЦСП DT5742 – для оцифровки быстрых. Через буферную память ЦСП оцифрованные сигналы передаются в основной компьютер. Обработка информации ведется в режиме offline и заключается в определении амплитуд и площадей импульсов, определении времен возникновения сигналов в детекторах, цифровом анализе формы импульсов для  $n$ - $\gamma$ -разделения, отборе совпадающих событий и получении энергетических и временных спектров.

## ТЕСТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Описанная установка тестировалась в реакциях  $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{He}$  и  $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ . В ходе измерений реакции  $d + {}^2\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{He}$  регистрировались временные сигналы от нейтронного и  $E$ -детекторов. С помощью ЦСП DT5720 был получен спектр разности времен между сигналами нейтронного детектора и  $E$ -детектора. В результате было извлечено время ( $\sim 8$  нс), характеризующее разность аппаратных задержек в каналах  $E$ - и нейтронного детекторов, поскольку расстояния до детекторов выбирались при моделировании так, чтобы частицы ( ${}^3\text{He}$  и нейтрон) попадали в детекторы одновременно. Полученная разность аппаратных задержек необходима для определения энергии нейтрона по времени пролета в последующих экспериментах по исследованию реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ . Разделение сигналов, вызванных нейтронами и фоновым гамма-излучением, проведено по форме импульса (PSD – pulse shape discrimination) [13]. В ходе процедуры разделения сигналов можно получить диаграмму зависимости параметра PSD от амплитуды регистрируемых нейтронным детектором импульсов, что позволяет различить события, относящиеся к регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов [13].

Тестирование установки было проведено с помощью реакции  $dd$ -распада, при этом была использована мишень из дейтерированного полиэтилена. На рис. 3 показана экспериментальная  $\Delta E$ – $E$ -диаграмма, полученная в плече детекторов заряженных частиц. На диаграмме видны экспериментальные локусы протонов и дейтронов. На рис. 3 также представлены результаты кинематического моделирования нескольких реакций, возможных в случае взаимодействия пучка дейтронов с дейтерированной мишенью  $\text{CD}_2$ : 1)  $d + {}^2\text{H} \rightarrow d + p + n$ , 2)  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + d$ , 3)  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$ , 4)  $d + {}^2\text{H} \rightarrow d + {}^2\text{H}$ , 5)  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}^*$ .

Спектр дейтронов, вылетающих из дейтерированной мишени, может быть восстановлен с помощью учета ионизационных потерь в мишени, в

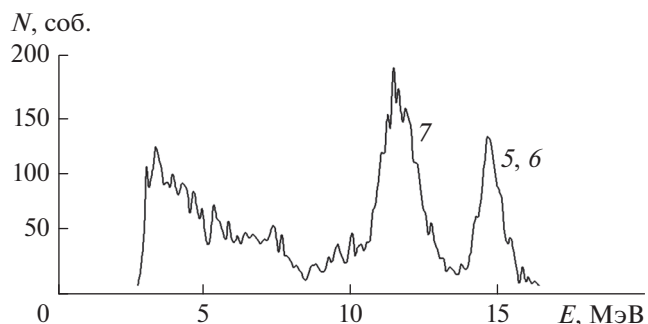


**Рис. 3.** Двумерная  $\Delta E$ – $E$ -диаграмма для реакций взаимодействия дейтронов с дейтерированной мишенью. 1 – экспериментальные данные; кинематическое моделирование: 2 – дейтроны ( $d + {}^2\text{H} \rightarrow d + p + n$ ), 3 – протоны ( $d + {}^2\text{H} \rightarrow d + p + n$ ), 4 – протоны ( $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + d$ ), 5 – дейтроны ( $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$ ), 6 – дейтроны ( $d + {}^2\text{H} \rightarrow d + {}^2\text{H}$ ), 7 – дейтроны ( $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}^*$ ).

выходном окне камеры рассеяния, слоях воздуха до детекторов и в  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторах. Такой учет позволяет получить зависимость первичной энергии регистрируемой частицы от суммарных потерь в  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторах. Таким образом, зная положение точки, отвечающей данному событию на плоскости  $\Delta E$ – $E$ , восстанавливается первичная энергия частицы. Восстановленный по такой процедуре спектр дейтронов показан на рис. 4. В спектре можно идентифицировать пики, соответствующие событиям от реакций  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$ ,  $d + {}^2\text{H} \rightarrow d + {}^2\text{H}$ ,  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}^*$ . Данный метод позволит впоследствии восстановить спектр протонов в случае реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предлагается метод определения энергии синглетного квазисвязанного  $pp$ -состояния двухнуклонной системы в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ . Идея предлагаемого эксперимента состоит в том, что в результате измерения энергетических спектров протонов можно определить величину энергии виртуального  $pp$ -состояния и оценить влияние третьей частицы (нейтрона) на извлекаемую величину. Кинематическое моделирование реакций с образованием и распадом квазисвязанного  $pp$ -состояния показало, что при определенных кинематических условиях имеется прямая зависимость формы энергетического распределения “распадной” частицы от энергии квазисвязанного состояния, позволя-



**Рис. 4.** Энергетический спектр дейтронов, регистрируемых  $\Delta E$ – $E$ -системой. Обозначения пиков соответствуют обозначениям рис. 3.

ющая определить эту важную характеристику нуклон-нуклонного взаимодействия. В ходе моделирования реакции был установлен доступный для исследования диапазон  $E_{pp}$  (200–800 кэВ). Установлено, что энергия вылетающих частиц достаточно велика для установки детекторов заряженных частиц вне вакуумной камеры. Определена схема экспериментальной установки для исследования реакции. В тестовом эксперименте с использованием реакции  $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$  в совпадении регистрировались две частицы – заряженная частица и нейтрон. Была проведена калибровка временных спектров и отработана процедура  $n$ - $\gamma$ -разделения по форме импульса. В работе представлено сравнение экспериментальных данных по реакции  $d + {}^2\text{H}$  с результатами кинематического моделирования, а также рассмотрена процедура восстановления спектра заряженных частиц, зарегистрированных  $\Delta E$ – $E$ -телескопом.

Можно предполагать, что планируемые измерения позволят получить новую информацию об энергии синглетного квазисвязанного состояния  $pp$ -системы в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ , а анализ полученных данных позволит судить о влиянии  $3N$ -сил на величину этого параметра, извлекаемого в реакции с тремя частицами в конечном состоянии.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Machleidt R. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. № 024001.
2. Miller G.A., Nefkens B.M.K., Slaus I. // Phys. Rep. 1990. V. 194. № 1–2. P. 1.
3. Huhn V., Watzold L., Weber Ch. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 63. № 1. Art. № 014003.
4. von Witsch W., Ruan X., Witala H. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. № 1. Art. № 014001.
5. Chen Q., Howell C.R., Carman T.S. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. № 5. Art. № 054002.

6. *Gonzales Trotter D.E., Salinas F., Chen Q. et al.* // Nucl. Rev. Lett. 1999. V. 83. № 19. P. 3798.
7. *Gonzales Trotter D.E., Salinas F., Tornow W. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. № 3. Art. № 034001.
8. *Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Каспаров А.А. и др.* // ЯФ. 2018. Т. 81. № 5. С. 555; *Konobeevski E.S., Zuyev S.V., Kasparov A.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. № 5. P. 595.
9. *Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 5. С. 527; *Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. № 5. P. 345.
10. *Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 753; *Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 6. P. 679.
11. *Ying-ji Z., Jin-qing Y., Jie Z., Jian-hua H.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. № 2. P. 528.
12. *Robson D.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 204. № 3. P. 523.
13. *Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 7. С. 919; *Zuyev S.V., Konobeevski E.S., Mordovskoy M.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. № 7. P. 834.