

## ДАННЫЕ О НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОЙ ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ, ИЗВЛЕЧЕННЫЕ В РЕАКЦИИ $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ ПРИ $E_n = 60$ МэВ

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

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

<sup>1</sup> $S_0$   $nn$ -длина рассеяния измерена в реакции  $nd$ -развала при энергии 60 МэВ. Эксперимент проведен в геометрии взаимодействия в конечном состоянии с регистрацией всех трех вторичных частиц. Значение длины рассеяния  $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$  Фм получено из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции  $nd$ -развала от относительной энергии  $nn$ -пары с результатами моделирования. Анализ данного значения длины рассеяния в совокупности с данными, полученными в других экспериментах по  $nd$ - и  $dd$ -развалу, подтверждает гипотезу о влиянии  $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров  $nn$ -взаимодействия в этих реакциях.

DOI: 10.31857/S0044002720040145

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных проблем ядерной физики является принцип зарядовой независимости ядерных сил, сформулированный В. Гейзенбергом в 1932 г. По определению зарядовая независимость — это инвариантность относительно любого вращения в изоспиновом пространстве. Зарядовая симметрия означает, что в синглетном  ${}^1S_0$ -состоянии протон-протонное и нейтрон-нейтронное взаимодействия после вычитания электромагнитных эффектов являются слегка различными. В современном понимании зарядовая симметрия ядерных сил связана с разностью масс  $u$ - и  $d$ -кварков и электромагнитным взаимодействием между кварками. Наиболее очевидный и важный случай проявления этого эффекта — нейтрон-протонная разница масс. Особую роль в определении меры нарушения зарядовой симметрии ядерных сил играет исследование низкоэнергетических характеристик  $NN$ -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии — длин рассеяния и энергий виртуального  ${}^1S_0$ -уровня. Благодаря существованию виртуального уровня с энергией ( $E_{NN}$ ) близкой к нулю, соответствующие длины рассеяния нейтрон-нейтронного ( $a_{nn}$ ) и протон-протонного ( $a_{pp}$ ) взаимодействия велики по абсолютной величине и весьма чувствительны к небольшим различиям  $nn$ - и  $pp$ -потенциалов.

Точные экспериментальные данные о длинах рассеяния и их различии позволяют получить количественную оценку нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил  $\Delta a_{\text{НЗС}} = a_{pp} - a_{nn}$ . Длина протон-протонного рассеяния была определена с высокой точностью из экспериментов по прямому рассеянию протона на протоне, и ее современное значение  $a_{pp} = -7.8149 \pm 0.0029$  Фм приведено в [1]. Это экспериментальное значение включает вклад кулоновского взаимодействия. Если удалить кулоновское  $pp$ -взаимодействие, то полученное значение  $a_{pp}^{NN} = -17.3 \pm 0.4$  Фм принимается в настоящее время как ядерная часть длины  $pp$ -рассеяния [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. В [3, 4] высказано предположение, что разброс значений  $a_{nn}$  (от  $-16$  до  $-22$  Фм), полученный в реакциях с тремя частицами в конечном состоянии [5–12], может быть связан со значительным влиянием  $3N$ -сил.

По мнению авторов дибарионной модели [13, 14], в ней может возникнуть новый механизм — обмен скалярным мезоном между нуклоном и синглетным дибарионом. Такое дополнительное взаимодействие может привести к изменению значений  $a_{nn}$  и  $E_{nn}$ , извлекаемых из реакции с двумя нейтронами в конечном состоянии. Степень этого изменения может зависеть от относительной скорости фрагментов —  $nn$ -пары и протона, и для ее оценки в [3, 4] был введен некий кинематический фактор  $R$ ,

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

\*E-mail: konobeev@inr.ru

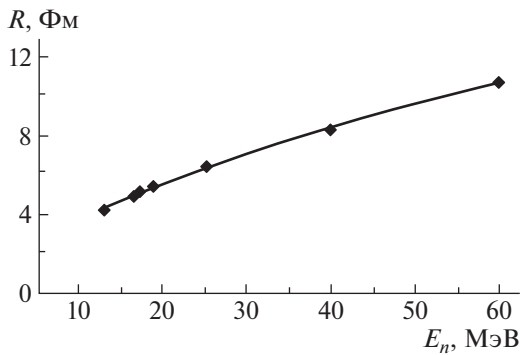


Рис. 1. Зависимость параметра  $R$  от энергии налетающих нейтронов в реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$ .

от которого может зависеть дополнительное  $3N$ -взаимодействие.

Рассмотрим реакцию  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ , в которой в промежуточном состоянии разлетаются  $nn$ -пара и заряженный фрагмент ( $p$ ). Скорость разлета фрагментов можно рассчитать по кинематике двухчастичной реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$ . Выберем произвольный интервал времени  $t$  (выбор определенного значения  $t$  не имеет значения из-за очевидного масштабирования) и определим расстояние  $R$ , на которое разлетятся фрагменты за это время. Поскольку скорость разлета фрагментов в различных экспериментах, проведенных при различных энергиях налетающих частиц различна, то и параметр  $R$  будет различаться.

На рис. 1 показана зависимость параметра  $R$  от энергии налетающих нейтронов в реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$ . Можно предположить, что чем больше параметр  $R$ , тем быстрее  $nn$ -пара вылетает из области  $3N$ -взаимодействия и тем меньше влияние  $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров  $nn$ -взаимодействия — длины рассеяния и энергии виртуального состояния, и таким образом можно игнорировать вклад  $3N$ -сил в интерпретацию результатов для  $a_{nn}$  (или  $E_{nn}$ ) в данном эксперименте. Отметим, что наибольшее значение параметра  $R = 8.3$  Фм соответствует эксперименту по извлечению длины рассеяния в реакции  $nd$ -развала при энергии первичных нейтронов 40 МэВ [11].

Для проверки гипотезы о зависимости извлекаемых параметров  $NN$ -взаимодействия от относительного расстояния между  $NN$ -парой (синглетом) и третьей частицей можно провести дополнительные исследования малонуклонных реакций для различных прогнозируемых значений параметра  $R$ . Можно предположить, что исследование реакции  $nd$ -развала, например, при энергии 60 МэВ ( $R = 10.5$  Фм), должно привести к меньшему влиянию  $3N$ -сил на извлекаемые параметры  $nn$ -взаимодействия.

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В 2019 г. в ИЯИ РАН модернизирована экспериментальная установка на нейтронном канале РАДЭКС [11] и проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$  при энергии налетающих нейтронов  $\geq 60$  МэВ с целью определения энергии виртуального  $nn$ -состояния  $E_{nn}$  и длины рассеяния  $a_{nn}$ . Для определения энергии виртуального  $nn$ -состояния  $E_{nn}$  и связанной с этой величиной длины рассеяния  $a_{nn}$  необходимо регистрировать в совпадении два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерять энергию каждого нейтрона  $E_1$  и  $E_2$  и угол  $\Theta$  между ними.

В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Theta), \quad (1)$$

форма которого чувствительна к величине  $a_{nn}$ . Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала–Ватсона (МВ):

$$F_{\text{МВ}} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}}. \quad (2)$$

Здесь  $E_{nn}$  — абсолютное значение энергии виртуального  ${}^1S_0$  состояния  $nn$ -системы, которое может быть получено из сравнения экспериментального распределения и результатов моделирования для различных значений  $E_{nn}$ ,  $m$  — масса нейтрона,  $\sqrt{\varepsilon}$  — множитель, связанный с фазовым объемом,  $A$  — нормировочный коэффициент.

Энергия виртуального уровня  $E_{nn}$  связана с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния  $a_{nn}$  соотношением [15]

$$\frac{1}{a_{nn}} = - \left( \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn} \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \dots, \quad (3)$$

где  $r_{nn}$  — эффективный радиус  $nn$ -взаимодействия.

В эксперименте измерены энергии двух нейтронов при угле разлета  $\approx 5^\circ$  в кинематической области, отвечающей малой энергии их относительно движения  $\varepsilon$ , где наиболее сильно проявляется нейтрон-нейтронное ВКС.

## 3. КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$

Чтобы определить необходимые условия эксперимента и параметры экспериментальной установки, необходимо провести детальное моделирование исследуемой реакции. Для этой цели были

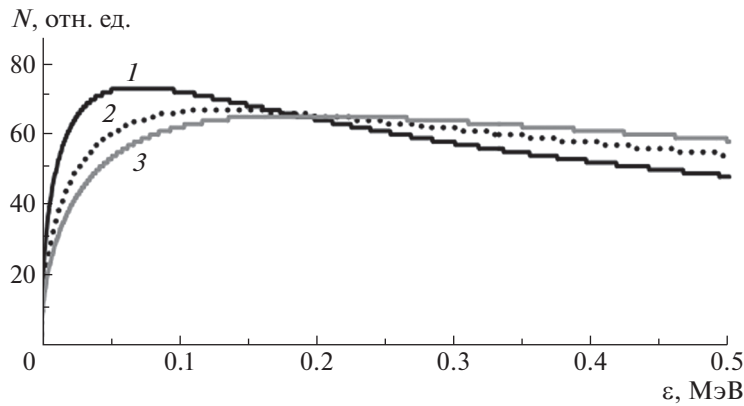


Рис. 2. Зависимости выхода реакции  $nd$ -развала от относительной энергии  $nn$ -пары по формуле Мигдала–Ватсона (2) для различных значений энергии виртуального состояния  $E_{nn}$ ; 1 — 0.07 МэВ, 2 — 0.13 МэВ, 3 — 0.19 МэВ.

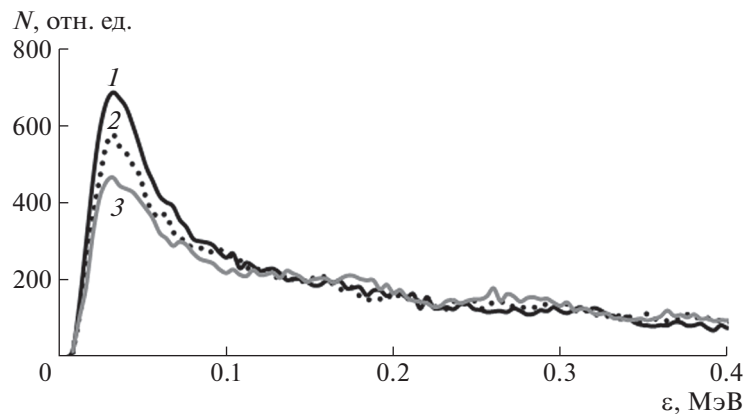


Рис. 3. Моделированные зависимости выхода реакции  $nd$ -развала от  $\epsilon$  с учетом экспериментальных условий:  $E_0 = 60$  МэВ,  $\Theta_{2n} = 60^\circ$ ,  $\Delta\Theta = 5^\circ$  для различных значений энергии виртуального состояния  $E_{nn}$ ; 1 — 0.07 МэВ, 2 — 0.13 МэВ, 3 — 0.19 МэВ.

использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [16].

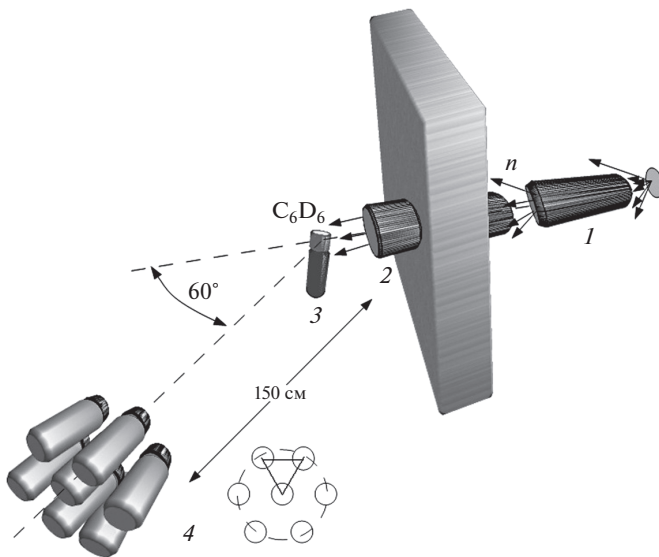
При этом трехчастичная кинематика реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$  моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование пары нейтронов с эффективной инвариантной массой  $M_{nn} = 2m_n + E_{nn}$  в двухчастичной реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$  и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии протона  $\Theta_p$ ,  $E_p$  и центра масс  $nn$ -пары  $\Theta_{2n}$ ,  $E_{2n}$  в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от  $\epsilon$  учитывается количеством разыгрываемых событий с разными  $\epsilon$  согласно кривым, рассчитанным по формуле МВ (2) с определенным значением параметра  $E_{nn}$  (или  $a_{nn}$ ) (кривые 1, 2 и 3 на рис. 2).

В результате вводится зависимость формы распределения выхода реакции от длины  $nn$ -рассеяния. При этом учитывается случайный разброс по энергетической ширине пучка первичных нейтронов, соответствующей экспериментальной.

На втором этапе рассматривается развал  $(nn)$ -системы:  $(nn) \rightarrow n_1 + n_2$ , и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии двух нейтронов  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$ ,  $E_1$ ,  $E_2$  в лабораторной системе координат. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетическое и угловое разрешение. Из полного числа разыгрываемых событий отбираются события, соответствующие одновременному попаданию протона в протонный детектор и пары нейтронов с углом разлета  $\Delta\Theta$  в два соответствующих нейтронных детектора.

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$  от  $\epsilon$  для заданных значений энергии первичного нейтрона, угла разлета нейтронов и длины  $nn$ -рассеяния (рис. 3).

Таким образом, для получения данных об энергии виртуального  $nn$ -состояния в реакции  $nd$ -развала необходимо регистрировать протон и два



**Рис. 4.** Экспериментальная установка: 1 — вольфрамовая нейтронообразующая мишень, 2 — коллиматор, 3 — активная  $C_6D_6$ -мишень-детектор, 4 — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов.

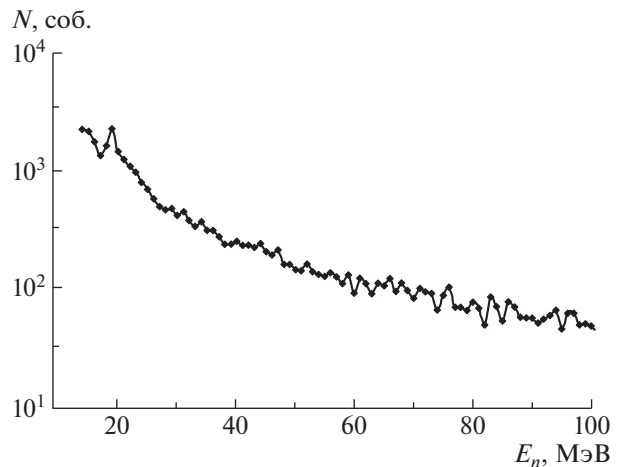
нейтрона и измерять энергии обоих нейтронов при определенном угле их разлета (например,  $\Delta\theta \approx 5^\circ$ ).

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Новые данные о значениях  $E_{nn}$  и  $a_{nn}$  в реакции  $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$  при энергии  $60 \pm 5$  МэВ были получены на нейтронном пучке канала РАДЭКС Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН. Схема установки показана на рис. 4. В качестве источника нейтронов использовалась ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного ускорителя ИЯИ. Образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм нейтроны коллимировались под углом  $0^\circ$  на длине 12 м, формируя пучок с диаметром  $\sim 50$  мм на измерительной дейтериевой мишени.

Хотя энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов, одновременная регистрация в конечном состоянии трех частиц (протона и двух нейтронов) позволяет восстановить энергию первичного нейтрона в реакции  $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$  для каждого зарегистрированного события. На рис. 5 показан реконструированный спектр нейтронов, падающих на дейтериевую мишень и вызывающих коррелированные события в активной  $C_6D_6$ -мишени и двух нейтронных детекторах.

В эксперименте  $C_6D_6$ -сцинтиллятор (ЕJ315) использовался как в качестве дейтериевой мишени, так и детектора вторичных протонов. Вторичные



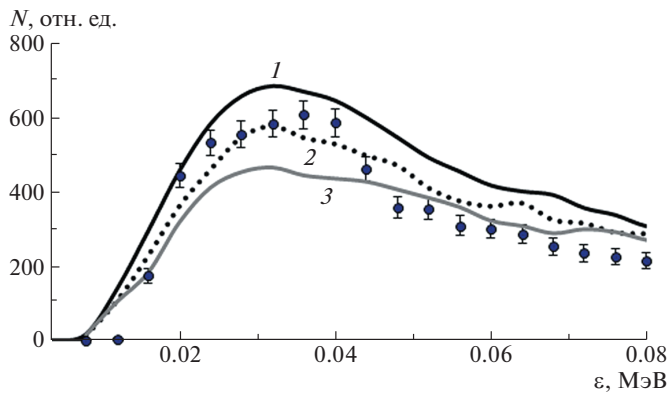
**Рис. 5.** Энергетический спектр первичных нейтронов, вызвавших реакцию  $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$  в дейтериевой мишени.

нейтроны детектировались годоскопом, состоящим из семи детекторов. Центральный детектор годоскопа располагался под углом  $60^\circ$  относительно оси нейтронного пучка на расстоянии 150 см от дейтериевой мишени. Остальные шесть детекторов находились на окружности в плоскости, перпендикулярной направлению из мишени на центральный детектор, при этом углы разлета между центральным и внешними детекторами и между всеми соседними внешними детекторами составляли  $5^\circ$ . Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

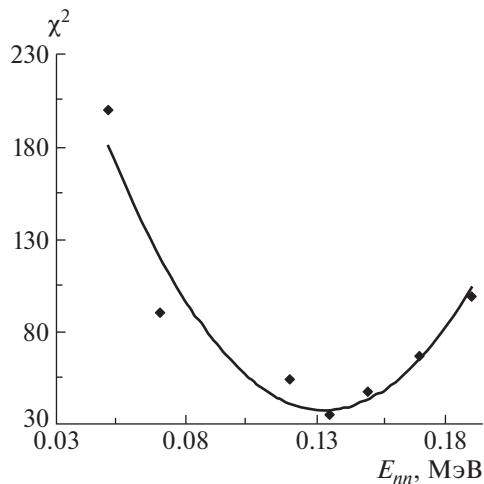
В эксперименте сигналы с активной мишени (от вторичного протона реакции  $nd$ -развала) и всех детекторов нейтронного годоскопа подавались на входы дигитайзера (цифрового сигнального процессора) CAEN-DT5742. Дигитайзер DT5742 имеет следующие характеристики: количество входов  $16 + 1$ , максимальная частота оцифровки  $5 \times 10^9$  выборок  $s^{-1}$  (шаг временной развертки 0.2 нс, 1024 канала), амплитудное разрешение  $2^{12}$ , буферная память на 128 событий. Малый шаг временной развертки (цена канала времяпролетного спектра) 0.2 нс позволил использовать его для временного анализа.

Запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора TR0 по сигналу активной мишени-детектора. Доступный диапазон записи по времени — 200 нс ( $1024 \times 0.2$  нс). Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнению передавались в основной компьютер.

Обработка информации велась только в режиме “off-line”. Она состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа



**Рис. 6.** Сравнение экспериментальной зависимости выхода реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$  от  $\epsilon$  и результатов моделирования для различных значений  $E_{nn}$ : 1 — 0.07 МэВ, 2 — 0.135 МэВ и 3 — 0.17 МэВ. Энергия первичных нейтронов  $60 \pm 5$  МэВ, угол разлета вторичных нейтронов  $\Delta\Theta = 5^\circ$ .



**Рис. 7.** Зависимость  $\chi^2$  от  $E_{nn}$  для энергии налетающих нейтронов  $E_n = 60 \pm 5$  МэВ, угол разлета вторичных нейтронов  $\Delta\Theta = 5^\circ$ . Значения  $\chi^2(E_{nn})$  получены с использованием формулы (4) суммированием по 20 точкам по  $\epsilon$  (0.008–0.084 МэВ). Кривая — аппроксимация квадратичным полиномом.

формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных  $\gamma$ -квантами. Проводился отбор совпадающих событий — протона и двух нейтронов в соседних детекторах нейтронного годоскопа с углом разлета  $5^\circ$ . Для каждого отобранного события определялась энергия первичного нейтрона и, таким образом, события сортировались по этой энергии. В частности, в настоящей работе представлены данные для энергии первичных нейтронов реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$  при  $E_n = 60 \pm 5$  МэВ.

Для каждого зарегистрированного события относительная энергия двух нейтронов  $\epsilon$  вычисля-

лась из измеренных энергий двух нейтронов и угла их разлета по формуле (1). Затем из отобранных событий формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии  $\epsilon$  для выбранного интервала энергии первичных нейтронов.

## 5. ИЗВЛЕЧЕНИЕ ДАННЫХ О ДЛИНЕ $nn$ -РАССЕЯНИЯ

Для определения энергии виртуального  $nn$ -уровня  $E_{nn}$  (длины рассеяния  $a_{nn}$ ) экспериментальная зависимость выхода реакции  $nd$ -развала  $\frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\epsilon}$  сравнивается с результатами моделирования  $\frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\epsilon}$ . На рис. 6 экспериментальные данные для  $\Delta\Theta = 5^\circ$  и энергии налетающих нейтронов  $60 \pm 5$  МэВ сравниваются с результатами моделирования для трех значений энергии виртуального  $nn$ -уровня 0.17, 0.135 и 0.07 МэВ. Для экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка, включающая статистическую неопределенность процедуры вычитания фона.

Процедура определения  $E_{nn}$  (и соответствующей длины рассеяния  $a_{nn}$ ) велась для данных, полученных при угле разлета  $5^\circ$ . Для этого моделирование проводилось в широкой области значений  $E_{nn}$  от 0.07 до 0.24 МэВ. Далее минимизировалось значение  $\chi^2$  для экспериментальных и теоретических (моделированных) точек, даваемое выражением

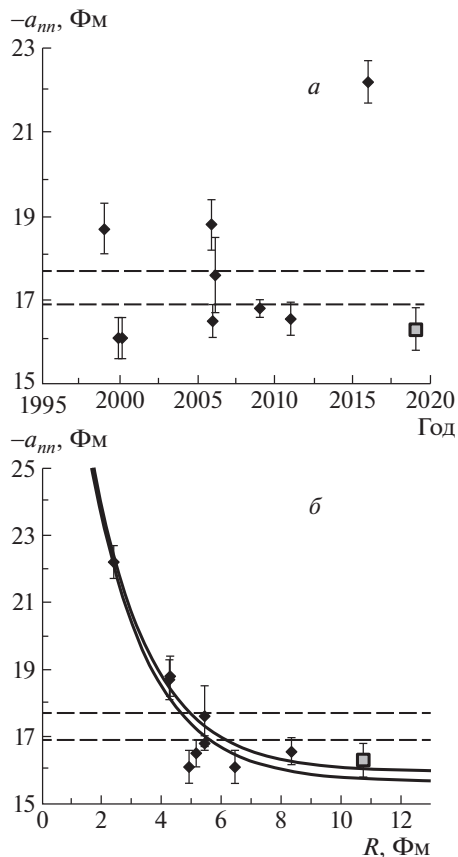
$$\chi^2(a_{nn}) = \sum_{\epsilon} \frac{\left( \frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\epsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\epsilon} \right)^2}{\left( \Delta \frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\epsilon} \right)^2}, \quad (4)$$

где  $A$  — нормировочный коэффициент, определяемый как отношение интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений  $\epsilon$  (0–0.5 МэВ), а  $\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\epsilon}$  — статистическая ошибка экспериментальных точек.

Для нахождения  $E_{nn}$  и статистической неопределенности ее значения, значения  $\chi^2(E_{nn})$  аппроксимировались квадратичным полиномом (рис. 7). При этом  $\chi^2_{\text{min}}$  определяет величину  $E_{nn}$ , а статистическая ошибка  $\Delta E_{nn}$  имеет вид

$$\Delta E_{nn} = |E_{nn}(\chi^2_{\text{min}}) - E_{nn}(\chi^2_{\text{min}} + 1)|. \quad (5)$$

Значения  $\chi^2(E_{nn})$ , приведенные на рис. 7, получены суммированием по 20 точкам по  $\epsilon$  (0.008–0.084 МэВ), однако изменение интервала подгонки



**Рис. 8.** Данные о величине  $nn$ -длины рассеяния, полученные в реакции  $nd$ -развала и  $dd$ -развала:  $a$  — в зависимости от года опубликования,  $b$  — в зависимости от параметра  $R$ . Штриховые линии — предельные значения протон-протонной длины рассеяния  $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$  Фм, сплошные кривые — аппроксимация экспериментальных точек зависимостью (6) при значениях параметра  $a = -15.9 \pm 0.15$  Фм. Точки: ромбы — данные работ [5–12], квадрат — данные настоящей работы.

до 14 или 26 точек практически не приводит к изменению как величины длины рассеяния, так и статистической ошибки в ее определении (среднее значение по трем подгонкам  $-E_{nn} = 0.134 \pm 0.007$  МэВ).

Таким образом, для представленных данных ( $E_n = 60 \pm 5$  МэВ,  $\Delta\Theta = 5^\circ$ ) получено значение энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния  $E_{nn} = 0.134 \pm 0.007$  МэВ. Хотя имеются данные и для других энергий первичных нейтронов (например,  $80 \pm 5$  МэВ), однако они были получены с худшей статистикой, что не позволило использовать их для определения длины  $nn$ -рассеяния. Такому значению  $E_{nn}$  при использовании формулы (3) при значении  $r_{nn} = 2.83$  Фм было сопоставлено значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния  $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$  Фм. Такое значение  $nn$ -длины рассеяния может привести к пересмотру значения

параметра нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил  $\Delta a_{НЗС} = a_{pp} - a_{nn}$ .

### 6. АНАЛИЗ ДАННЫХ О ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ

На рис. 8а представлены данные о длине  $nn$ -рассеяния для измерений, выполненных после 1998 г. [5–12], включая наши данные для  $nd$ -развала при 40 МэВ [11],  $dd$ -развала при 15 МэВ [12] и данные, полученные в настоящей работе при энергии 60 МэВ. Следует отметить, что все представленные данные были получены при разных энергиях и соответственно для разных значений параметра  $R$ .

В [3, 4] было показано, что представленные экспериментальные данные могут быть аппроксимированы трехпараметрической экспоненциальной функцией, зависящей от  $R$ :

$$a_{nn}(R) = a + b \exp(-R/r_0), \quad (6)$$

параметры которой  $a$ ,  $b$  и  $r_0$  могут быть получены из  $\chi^2$ -анализа данных.

При этом параметр  $a$  определяет асимптотическое значение  $a_{nn}$ , полученное экстраполяцией этой кривой при  $R \rightarrow \infty$ , и должен быть свободным от вклада  $3N$ -сил. Для использованных экспериментальных данных в [3, 4] было получено значение параметра  $a \equiv a_{nn}(\infty) = -15.8 \pm 0.2$  Фм.

На рис. 8б представлены данные о величинах  $a_{nn}$  в зависимости от значений параметра  $R$ . Значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния, извлеченное в реакции  $nd$ -развала при энергии 60 МэВ ( $R = 10.5$  Фм), также нанесено на график  $R$ -зависимости (крайняя правая точка).  $\chi^2$ -анализ практически не изменил параметры аппроксимирующей кривой  $a \equiv a_{nn}(\infty) = -15.9 \pm 0.15$  Фм. Полученное экспериментальное значение  $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$  Фм близко к предельному значению (постоянному члену аппроксимационной формулы), что на наш взгляд свидетельствует о приближении к значению длины рассеяния, не зависящему от влияния  $3N$ -взаимодействия.

### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нейтрон-нейтронное ВКС исследовано в реакции  $nd$ -развала в кинематически полном эксперименте при энергии 60 МэВ. Два нейтрона детектировались в кинематической области ВКС при угле разлета нейтронов  $\Delta\Theta = 5^\circ$ . Протон регистрировался в активной  $C_6D_6$ -мишени-сцинтилляторе. Энергии вторичных нейтронов определялись по времени пролета, при этом стартовым сигналом системы TOF служил сигнал протона в активной

мишени. Энергия первичного нейтрона восстанавливалась из кинематики реакции, а относительная энергия  $nn$ -пары вычислялась для каждого события, используя значения энергий нейтронов и их угла разлета.

В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное ВКС проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов, форма которого чувствительна к величине  $E_{nn}$  и связанной с ней величине  $a_{nn}$ . Для определения энергии виртуального  $nn$ -уровня  $E_{nn}$  экспериментальная зависимость выхода реакции  $nd$ -развала сравнивалась с результатами моделирования. Для представленных данных ( $E_n = 60 \pm 5$  МэВ,  $\Delta\Theta = 5^\circ$ ) получено значение энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния  $E_{nn} = 0.134 \pm 0.007$  МэВ. Такому значению  $E_{nn}$  при использовании формулы (3) сопоставлено значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния  $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$  Фм. Анализ данного значения длины рассеяния в совокупности с данными, полученными в других экспериментах по  $nd$ - и  $dd$ -развалу, подтверждает гипотезу о влиянии  $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров  $nn$ -взаимодействия в этих реакциях [3, 4].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, *Phys. Rev. C* **49**, 2950 (1994).
2. G. A. Miller, B. M. K. Nefkens, and I. Slaus, *Phys. Rep.* **194**, 1 (1990).
3. E. S. Konobeevski, S. V. Zuyev, V. I. Kukulkin, and V. N. Pomerantsev, arXiv: 1703.00519v1 [nucl-th].
4. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский, *ЯФ* **81**, 555 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 595 (2018)].
5. D. E. Gonzales Trotter, F. Salinas, Q. Chen, A. S. Crowell, W. Glöckle, C. R. Howell, C. D. Roper, D. Schmidt, I. Slaus, H. Tang, W. Tornow, R. L. Walter, H. Witala, and Z. Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3798 (1999).
6. D. E. Gonzales Trotter, F. Salinas Meneses, W. Tornow, C. R. Howell, Q. Chen, A. S. Crowell, C. D. Roper, and R. L. Walter, *Phys. Rev. C* **73**, 034001 (2006).
7. V. Huhn, L. Watzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Witala, and W. Glöckle, *Phys. Rev. C* **63**, 014003 (2000).
8. W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witala, *Phys. Rev. C* **74**, 014001 (2006).
9. B. J. Crowe III, A. S. Crowell, J. Deng, C. R. Howell, R. A. Macri, R. S. Perdoni, S. Tajima, W. Tornow, W. von Witsch, R. L. Walter, and H. Witala, *TUNL Progr. Rep.* **XLV**, 65 (2005–2006).
10. C. R. Howell, A. S. Crowell, J. Deng, J. H. Esterline, M. R. Kiser, R. A. Marci, W. Tornow, B. J. Crowe III, R. S. Perdoni, S. Tajima, W. von Witsch, and H. Witala, *TUNL Progr. Rep.* **XLVIII**, 57 (2008–2009).
11. Е. С. Конобеевский, Ю. М. Бурмистров, С. В. Зуев, М. В. Мордовской, С. И. Поташев, *ЯФ* **73**, 1343 (2010) [*Phys. At. Nucl.* **73**, 1302 (2010)].
12. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, А. В. Спасский, *ЯФ* **78**, 687 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 643 (2015)].
13. V. I. Kukulkin, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, *J. Phys. G* **27**, 1851 (2001).
14. V. I. Kukulkin, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abraamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, and V. N. Pomerantsev, *Ann. Phys. (N.Y.)* **325**, 1173 (2010).
15. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *Ядерная физика та енергетика* **14**(2), 135 (2013).
16. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, *Изв. РАН. Сер. физ.* **78**, 527 (2014) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78**, 345 (2014)].

## DATA ON NEUTRON–NEUTRON SCATTERING LENGTH EXTRACTED IN THE $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ REACTION AT 60 MeV

E. S. Konobeevski<sup>1),2)</sup>, A. A. Afonin<sup>1)</sup>, S. V. Zuyev<sup>1)</sup>, A. A. Kasparov<sup>1)</sup>, V. V. Mitcuk<sup>1),2)</sup>, M. V. Mordovskoy<sup>1),2)</sup>, S. I. Potashev<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>2)</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia

<sup>1</sup> $S_0$   $nn$ -scattering length has been measured in the  $nd$ -breakup reaction at 60 MeV. The experiment was performed in the final state interaction geometry with registration of all three secondary particles. The scattering length  $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$  fm was obtained from a comparison of the experimental dependence of the  $nd$ -breakup yield on the relative energy of  $nn$  pair with the simulation results. An analysis of this value of the scattering length together with the data obtained in other experiments on  $nd$  and  $dd$  breakup confirms the hypothesis about the influence of  $3N$  forces on the values of  $nn$ -interaction parameters extracted in these reactions.