= ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ =

ДАННЫЕ О НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОЙ ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ, ИЗВЛЕЧЕННЫЕ ИЗ РЕАКЦИИ *nd*-развала ПРИ *E_n* = 8 МэВ И *E_n* = 11 МэВ

© 2022 г. Е. С. Конобеевский¹⁾, А. А. Каспаров^{1)*}, М. В. Мордовской¹⁾, С. В. Зуев¹⁾, С. И. Поташев^{1),2)}, А. А. Афонин¹⁾, В. В. Мицук¹⁾

Поступила в редакцию 14.12.2021 г.; после доработки 27.12.2021 г.; принята к публикации 30.12.2021 г.

Проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции nd-развала при энергиях 8 и 11 МэВ с регистрацией всех трех вторичных частиц. Значения ${}^{1}S_{0}$ длины nn-рассеяния $a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ Фм при $E_{n} = 8$ МэВ и $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ Фм при $E_{n} = 11$ МэВ получены из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd-развала от относительной энергии nn-пары с результатами моделирования. Анализ полученных значений длин nn-рассеяния в совокупности с данными других экспериментов подтверждает гипотезу о влиянии 3N-сил на величины извлекаемых параметров nn-взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами и дает новую асимптотическую длину nn-рассеяния $a_{nn} = -16.1 \pm 0.1$ Фм.

DOI: 10.31857/S0044002722030114

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что нарушение зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил, т.е. различие ядерных nnи *pp*-взаимодействий, является малым эффектом, который по современным представлениям связан с различием масс u- и d-кварков, их зарядов и магнитных моментов. 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. Синглетное s-состояние двух нуклонов оказывается почти связанным благодаря существованию виртуального уровня с энергией (E_{NN}) близкой к нулю, а соответствующие длины рассеяния нейтрон-нейтронного (*a_{nn}*) и протон-протонного (a_{pp}) взаимодействий велики по абсолютной величине и весьма чувствительны к небольшим различиям nn- и pp-потенциалов. Поэтому для количественной оценки НЗС, которая может быть определена как $\Delta a_{\rm H3C} = a_{pp} - a_{nn}$, необходимо знание точных значений этих величин.

При этом длина протон-протонного рассеяния была определена с высокой точностью из экспериментов по прямому рассеянию протона на протоне, и ее современное значение составляет $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4 \, \Phi$ м [1]. Погрешность связана, главным образом, с модельно зависимой процедурой исключения электромагнитной компоненты pp-взаимодействия.

Ввиду невозможности до настоящего времени провести прямой эксперимент по нейтроннейтронному рассеянию, величину длины *nn*рассеяния извлекают из реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии. Наиболее часто реакциями для определения нейтрон-нейтронной длины рассеяния используются реакции *nd*- и *dd*развала. Однако данные о длине *nn*-рассеяния, полученные из этих реакций в различных лабораториях (TUNL [2, 3], BONN [4, 5], TUNL-BONN [6, 7], ИЯИ РАН [8–10]), выполненные после 1998 г., значительно различаются.

В работе [11] высказано предположение, что существенный разброс значений a_{nn} может быть связан со значительным влиянием 3N-сил.

Дибарионная модель ядерных сил [12, 13] предсказывает достаточно сильное 3N-взаимодействие между динейтронным синглетом и третьей частицей, обусловленное обменом скалярным мезоном. При этом влияние этого взаимодействия на низкоэнергетические параметры nn-взаимодействия может зависеть от скорости разлета фрагментов.

Скорость разлета фрагментов можно рассчитать по кинематике двухчастичной реакции $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow (nn) + p$ или $d + {}^{2}\text{H} \rightarrow (nn) + {}^{2}\text{He}$. При

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

^{*}E-mail: kasparov2001910gmail.com



Рис. 1. Экспериментальная установка на канале РАДЭКС ИЯИ РАН: *I* — вольфрамовая нейтронообразующая мишень; *2* — коллиматор; *3* — активная С₆D₆-мишень-детектор; *4* — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов.

фиксированном интервале времени t (выбор определенного значения t не имеет значения из-за очевидного масштабирования) параметр R (определяет расстояние, на которое разлетятся фрагменты за время t) зависит от относительной скорости разлета фрагментов, т.е. от энергии и массы фрагментов в конечном состоянии. Поскольку скорость разлета фрагментов в различных экспериментах, проведенных при различных энергиях налетающих частиц, различна, то и параметр R будет различаться. Чем больше значение параметра R, тем больше скорость разлета фрагментов, тем быстрее фрагменты покидают область действия 3*N*сил, и тем меньше должно быть влияние 3*N*-сил на параметры nn-взаимодействия, извлекаемые из эксперимента.

Для проверки гипотезы о зависимости извлекаемых параметров nn-взаимодействия от относительного расстояния между nn-парой и третьей частицей было решено провести дополнительные исследования реакции nd-развала для различных прогнозируемых значений параметра R. Мы предполагаем, что исследование реакции nd-развала при низких энергиях $E_n = 8$ МэВ (R = 2.94 Фм) и $E_n = 11$ МэВ (R = 3.8 Фм) должно привести к бо́льшему влиянию 3N-сил на извлекаемые параметры nn-взаимодействия, и соответственно к бо́льшим по абсолютной величине значениям a_{nn} , чем при энергии нейтронов $E_n = 13-25$ МэВ в известных экспериментах nd-развала групп TUNL и BONN [2–7].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow n + n + p$ при $E_n = 8 \pm 1$ МэВ и $E_n = 11 \pm 1$ МэВ. Для определения энергии виртуального nn-состояния E_{nn} и связанной с ней длины рассеяния два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерять энергию каждого нейтрона E_1 и E_2 и угол Θ между ними.

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки. В качестве источника нейтронов использовалась ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного ускорителя ИЯИ РАН. Образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм нейтроны коллимировались под углом 0° на длине 12 м, формируя пучок с диаметром ~50 мм на измерительной дейтериевой мишени.

В качестве дейтериевой мишени использовался C_6D_6 -сцинтиллятор (EJ-315). Он же служил детектором вторичных протонов. Вторичные нейтроны детектировались годоскопом, состоящим из семи детекторов. Центральный детектор годоскопа располагался под углом 40° 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°. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

Сигналы от вторичного протона и всех детекторов нейтронного годоскопа подавались на входы цифрового сигнального процессора CAEN-DT5742, малый шаг временной развертки которого позволил использовать его для временного анализа. Запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора по сигналу активной мишени детектора. Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнении передавались в основной компьютер.

Обработка информации велась в оффлайн режиме и состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами. Проводился отбор совпадающих событий — протона и двух нейтронов в соседних детекторах нейтронного годоскопа с углом разлета 5°.

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 всех трех частиц (протона и двух нейтронов) позволяет восстановить энергию первичного нейтрона в реакции $n + {}^{2}H \rightarrow n + n + p$ для каждого зарегистрированного события, т.е. сортировать все события по этой энергии.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции в зависимости от относительной энергии двух нейтронов

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

форма которого чувствительна к величине *a_{nn}*. Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала—Ватсона

$$F_{\rm MB} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}},\tag{2}$$

где 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} ; $\sqrt{\varepsilon}$ — множитель, связанный с фазовым объемом; A — нормировочный коэффициент.

Энергия виртуального уровня E_{nn} связана с длиной nn-рассеяния a_{nn} соотношением

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

где r_{nn} — эффективный радиус nn-взаимодействия; m_n — масса нейтрона.

Измеренные нами энергии двух нейтронов при угле разлета $\approx 5^{\circ}$ соответствуют кинематической области, в которой наиболее сильно проявляется нейтрон-нейтронное ВКС.

С помощью программ кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [14] было проведено детальное моделирование реакции $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow n + n + p$ для определения необходимых условий и параметров экспериментальной установки.

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 $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow {}^{2}n + p$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии протона Θ_p , E_p и центра масс nn-пары Θ_{2n} , E_{2n} в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от ε учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε согласно кривым, рассчитанным по формуле (2) с определенным значением параметра E_{nn} (рис. 2). В результате вводится зависимость формы распределения выхода реакции от энергии виртуального nn-состояния (или длины nn-рассеяния).

На втором этапе рассматривается развал ${}^{2}n$ системы: ${}^{2}n \rightarrow n_{1} + n_{2}$, рассчитываются углы вылета (Θ_{1} и Θ_{2}) и кинетические энергии (E_{1} и E_{2}) двух нейтронов в лабораторной системе координат. При этом 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. Для этих событий рассчитывается относительная энергия ε по формуле (1).

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции $n + {}^{2}H \rightarrow n + n + p$ от относительной энергии ε для заданных значений энергии первичного нейтрона, угла разлета нейтронов и энергии виртуального nn-состояния в сравнении с экспериментальной зависимостью выхода реакции



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} : I = 0.06 МэВ; 2 = 0.15 МэВ; 3 = 0.25 МэВ.

nd-развала для $E_n = 11 \pm 1$ МэВ (рис. 3). Видно, что формы распределений похожи, а экспериментальная кривая в области низкоэнергетичного пика лежит между моделированными кривыми для $E_{nn} = 0.06$ МэВ и $E_{nn} = 0.15$ МэВ.

Мы ввели величину фактора формы (Shape Factor – SF), которая определяется как отношение суммы событий, которые захватывают всю область пика при малых ε от 0 до ε_1 , к сумме событий по широкой области ε от 0 до ε_2 .

На рис. 4 показана зависимость величины моделированного SF (при моделировании учитывались все параметры эксперимента) от энергии виртуального состояния E_{nn} . Значение SF в интересующей нас области энергий виртуального nn-состояния ($E_{nn} = 0.06-0.25$ МэВ) достаточно сильно изменяется.

Для определения величины E_{nn} моделированная зависимость SF сравнивалась с SF_{exp} (рис. 4). Штриховыми прямыми на рисунке показано значение SF_{exp} в интервале ошибок. Для $E_n = 11 \pm \pm 1$ МэВ получено значение энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния $E_{nn} = 100 \pm \pm 5$ кэВ. Соответствующее значение длины nnрассеяния, рассчитанное по формуле (3) при значении $r_{nn} = 2.83$ Фм, составило $a_{nn} = -19.0 \pm \pm 0.5$ Фм.

Таким образом, сравнение экспериментального значения SF с моделированным позволяет определить энергию виртуального nn-состояния E_{nn} и, соответственно, значение длины рассеяния a_{nn} . Для эксперимента при $E_n = 8 \pm 1$ МэВ процедура моделирования и определения SF_{ехр} аналогична. Получено значение $E_{nn} = 93 \pm 4$ кэВ и значение 1S_0 длины nn-рассеяния $a_{nn} = -19.8 \pm \pm 0.4$ Фм.

4. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Данные о длине nn-рассеяния, полученные в различных работах по исследованию реакции ndи dd-развала [2–10], включая результаты настоящей работы, представлены на рис. 5a. В работе [11] высказано предположение, что существенные расхождения между экспериментальными данными в различных работах можно объяснить влиянием 3N-сил, зависящих от скорости разлета nnпары и заряженного фрагмента. Анализируемые данные можно аппроксимировать плавной кривой зависимости длины рассеяния от параметра R, определяющего расстояние разлета фрагментов за фиксированное время.

Для аппроксимации имеющихся данных по a_{nn} , включая результаты настоящей работы, использовалась трехпараметрическая экспоненциальная функция

$$a_{nn}(R) = a + b \exp(-R/r_0),$$
 (4)

показанная на рис. 5б. Параметр a определяет асимптотическое значение a_{nn} , полученное экстраполяцией этой кривой при $R \to \infty$, и должен быть свободным от вклада 3N-сил. Параметры a, b и r_0 могут быть получены из χ^2 -анализа экспериментальных данных.



Рис. 3. Сравнение экспериментальной (черная кривая) и моделированной зависимостей выхода реакции *nd*-развала от ε с учетом экспериментальных условий: $E_0 = 11 \pm 1 \text{ МэВ}$, $\Theta_{2n} = 40^\circ$, $\Delta \Theta = 5^\circ$ для различных значений энергии виртуального состояния E_{nn} : 1 - 0.06 МэВ; 2 - 0.15 МэВ; 3 - 0.25 МэВ. Штриховыми прямыми показаны границы суммирования событий для вычисления величины SF: $\varepsilon_1 = 0.03 \text{ МэВ}$, $\varepsilon_2 = 0.4 \text{ МэB}$.



Рис. 4. Сравнение $SF_{exp} = 0.239 \pm 0.004$ (штриховые прямые с учетом интервала ошибок) с результатами моделирования SF в реакции $n + {}^{2}H \rightarrow n + n + p$. Энергия первичных нейтронов $E_{0} = 11 \pm 1$ МэВ, угол вылета ${}^{2}n$ -системы $\Theta_{2n} = 40^{\circ}$, угол разлета вторичных нейтронов $\Delta \Theta = 5^{\circ}$.

Для использованных экспериментальных данных получено новое значение параметра $a \equiv a_{nn}(\infty) = -16.1 \pm 0.1$ Фм. Мы предполагаем, что это значение a_{nn} не подвержено влиянию 3N-сил и лучше согласуется с чистым нуклоннуклонным взаимодействием. В то же время длины nn-рассеяния, полученные в настоящей работе ($a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ Фм и $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ Фм при энергиях нейтронов 8 и 11 МэВ), велики по абсолютному значению и наглядно демонстрируют важность учета 3N-сил при определении параметров nn-взаимодействия.



221

Рис. 5. *а* — Значения $|a_{nn}|$ длины рассеяния, извлеченные из экспериментов по *nd*- и *dd*-развалам в зависимости от года опубликования результата; б — зависимость значений $|a_{nn}|$ от параметра *R*. Штриховые прямые соответствуют предельным значениям $|a_{pp}| = 17.3 \pm 0.4 \, \Phi_{M}$; сплошные — аппроксимации экспериментальных точек зависимостью (4) при значении параметра $a = -16.1 \pm 0.1 \, \Phi_{M}$. Точки — данные групп: \Diamond — TUNL [2, 3], \triangle — BONN [4, 5], \Box — TUNL-BONN [6–7], \circ — ИЯИ РАН [8–10], \bullet — результаты настоящей работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по *nd*-развалу при энергиях нейтронов 8 и 11 МэВ.

Из анализа формы зависимости выхода реакции от относительной энергии є двух нейтронов определены низкоэнергетические параметры nn-взаимодействия: $E_{nn} = 93 \pm 4$ кэВ и $a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ Фм при энергии первичных нейтронов 8 МэВ; $E_{nn} = 100 \pm 5$ кэВ и $a_{nn} = -19.0 \pm \pm 0.5$ Фм при энергии первичных нейтронов 11 МэВ.

Анализ полученных значений длин *nn*-рассеяния в совокупности с данными других экспериментов (*dd*- и *nd*-развала) подтверждает гипотезу

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 85 № 3 2022

о влиянии 3N-сил на величины извлекаемых параметров nn-взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами. Учет этого вклада даже в рамках простой трехпараметрической экспоненциальной зависимости позволяет согласовать между собой данные, полученные в различных лабораториях (и в различные годы), и получить новую оценку асимптотической длины nn-рассеяния $a_{nn} =$ $= -16.1 \pm 0.1 \ {\rm Фм}.$

В заключение мы хотим выразить свою благодарность и почтить память ушедшего от нас коллеги — Кукулина Владимира Иосифовича, доктора физико-математических наук, заведующего лабораторией теории атомного ядра НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова. Его поддержка на протяжении многих лет, ценные замечания, советы и обсуждения неоценимы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- G. A. Miller, B. M. K. Nefkens, and I. Šlaus, Phys. Rep. 194, 1 (1990).
- D. E. González Trotter, F. Salinas, Q. Chen, A. S. Crowell, W. Glöckle, C. R. Howell, C. D. Roper, D. Schmidt, I. Šlaus, H. Tang, W. Tornow, R. L. Walter, H. Witała, and Z. Zhou, Phys. Rev. Lett.83, 3788 (1999).
- D. E. Gonzalez Trotter, F. Salinas Meneses, W. Tornov, C. R. Howell, Q. Chen, A. S. Crowell, C. D. Roper, R. L. Walter, D. Schmidt, H. Witała, W. Glöckle, H. Tang, Z. Zhou, and I. Šlaus, Phys. Rev. C73, 034001 (2006).
- V. Huhn, L. Wätzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Witała, and W. Glöckle, Phys. Rev. C63, 014003 (2000).

- W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witała, Phys. Rev. C 74, 014001 (2006).
- 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. Witała, TUNL Progr. Rep. XLV, 65 (2005–2006).
- C. R. Howell, A. S. Crowell, J. Deng, J. H. Esterline, M. R. Kiser, R. A. Macri, W. Tornow, B. J. Crowe III, R. S. Perdoni, S. Tajima, W. von Witsch, and H. Witała, TUNL Progr. Rep. XLVIII, 57 (2008– 2009).
- 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)].
- E. Konobeevski, A. Kasparov, M. Mordovskoy, S. Zuyev, V. Lebedev, and A. Spassky, Few-Body Syst. 58, 107 (2017).
- Е С. Конобеевский, А. А. Афонин, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. В. Мицук, М. В. Мордовской, С. И. Поташев, ЯФ83, 288 (2020) [Phys. At. Nucl.83, 523 (2020)].
- Е С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский, ЯФ81, 555 (2018) [Phys. At. Nucl.81, 595 (2018)].
- V. I. Kukulin, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abraamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, and V. N. Pomerantsev, Ann. Phys. (N.Y.) 325, 1173 (2010).
- 13. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovsky, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, J. Phys. G 27, 1851 (2001).
- 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 FROM THE *nd*-BREAKUP REACTION AT $E_n = 8$ MeV AND $E_n = 11$ MeV

E. S. Konobeevski¹⁾, A. A. Kasparov¹⁾, M. V. Mordovskoy¹⁾, S. V. Zuyev¹⁾, S. I. Potashev^{1),2)}, A. A. Afonin¹⁾, V. V. Mitcuk¹⁾

¹⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia ²⁾Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A kinematically complete experiment was carried out to study the *nd*-breakup reaction at energies of 8 and 11 MeV via detecting all three secondary particles. The ${}^{1}S_{0}$ *nn*-scattering length values of $a_{nn} = -19.8 \pm \pm 0.4$ fm at $E_{n} = 8$ MeV and $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ fm at $E_{n} = 11$ MeV were determined on the basis of a comparison of the experimental dependence of the *nd*-breakup reaction yield on the relative energy of the *nn* pair with the results of a simulation. An analysis of the obtained values of the *nn*-scattering lengths together with data of other experiments, confirms the hypothesis that 3N-forces affect the values extracted from reactions with few-nucleon systems for the parameters of the *nn*-interaction and gives a new asymptotic *nn*-scattering length $a_{nn} = -16.1 \pm 0.1$ fm.