

РАЗНОСТЬ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ ЯДЕР ${}^3\text{H}$ И ${}^3\text{He}$ И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО РАССЕЯНИЯ

*В. А. Бабенко, Н. М. Петров*¹

Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев

Получено соотношение между разностью энергий связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ и низкоэнергетическими параметрами нейтрон-нейтронного и протон-протонного рассеяния. С использованием экспериментальных значений разности энергий связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ и низкоэнергетических параметров протон-протонного рассеяния получены значения нейтрон-нейтронных длины рассеяния $a_{nn} = -18,38(55)$ Фм и эффективного радиуса $r_{nn} = 2,84(4)$ Фм. Рассчитанное значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния находится в согласии с одним из двух наиболее известных и отличающихся друг от друга экспериментальных значений этой величины.

We establish relationship between the mirror nuclei ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ binding energies difference and the low-energy parameters of neutron–neutron and proton–proton scattering. By making use of the experimental values of ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ binding energies and the low-energy proton–proton scattering parameters we obtain the values for the neutron–neutron scattering length $a_{nn} = -18.38(55)$ Fm and the effective range $r_{nn} = 2.84(4)$ Fm. Calculated value of the neutron–neutron scattering length is in good agreement with one of the well-known experimental values of this quantity.

PACS: 25.40.Cm; 25.40.Dn; 27.10.+h

ВВЕДЕНИЕ

Низкоэнергетические характеристики нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия являются фундаментальными величинами, играющими существенную роль в исследованиях сильного NN -взаимодействия. Эти величины имеют важное значение для объяснения свойств ядер и механизмов ядерных реакций на основе парного нуклон-нуклонного взаимодействия.

Особую роль играют исследования низкоэнергетических характеристик NN -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии 1S_0 . Эти исследования являются важными в связи с проверкой гипотезы о зарядовой независимости и зарядовой симметрии ядерных сил [1–4]. Данная гипотеза в определенной степени подтверждается приблизительным равенством значений энергий связи зеркальных ядер. Однако для окончательного решения этой проблемы крайне важными являются экспериментальные и теоретические

¹E-mail: pet2@ukr.net

исследования, связанные с достаточно точным определением низкоэнергетических характеристик нейтрон-протонного (np), протон-протонного (pp) и нейтрон-нейтронного (nn) взаимодействий. Сравнение этих характеристик для различных нуклон-нуклонных пар дает информацию о зарядовой зависимости ядерных сил.

Характеристики np - и pp -систем с высокой степенью точности определяются непосредственно из эксперимента. Благодаря этому в настоящее время надежно установлена зарядовая зависимость ядерных сил при низких энергиях [1–3]. Разность в чисто ядерных синглетных длинах pp - и np -рассеяния составляет величину $\sim 6,5$ Фм. Нарушение зарядовой независимости (СІВ) ядерных сил не исключает возможности сохранения зарядовой симметрии ядерных сил, которая должна обеспечивать равенство чисто ядерных нейтрон-нейтронных и протон-протонных низкоэнергетических параметров рассеяния.

Современная теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика — предсказывает нарушение зарядовой симметрии (СВ) ядерных сил, происхождение которого обусловлено различием в массах и электромагнитных свойствах наиболее легких u - и d -кварков [5, 6], входящих в состав нуклона. Эффекты нарушения зарядовой симметрии ядерных сил могут проявляться и быть наблюдаемыми как в нуклон-нуклонном взаимодействии, так и в свойствах атомных ядер. Наиболее важным проявлением нарушения зарядовой симметрии является возможное различие между длинами нейтрон-нейтронного и протон-протонного рассеяния a_{nn} и a_{pp} , которые являются фундаментальными характеристиками нуклон-нуклонного взаимодействия. Феноменологические расчеты, проведенные на основе однобозонных обменных потенциалов [5, 7–9], показывают, что различие длин nn - и pp -рассеяния обусловлено в этих моделях обменом ρ^0 - и ω -мезонами, а также разностью масс между нейтроном и протоном. В связи с вышеизложенным представляется весьма важным точное определение нейтрон-нейтронных низкоэнергетических параметров рассеяния.

В случае системы двух нейтронов экспериментальное определение ее параметров существенно затруднено, так как пока из-за отсутствия нейтронных мишеней невозможно провести прямые эксперименты по нейтрон-нейтронному рассеянию. Однако, несмотря на отсутствие в природе плотных нейтронных мишеней, довольно давно существует проблема прямого эксперимента по рассеянию нейтрона на нейтроне. Эксперименты по прямому измерению нейтрон-нейтронной длины рассеяния предлагались в работах [10–12]. Одно из наиболее ранних предложений по решению этой проблемы заключалось в использовании для эксперимента по nn -рассеянию двух одновременных подземных ядерных взрывов [10]. Полученные в этом случае два сталкивающихся интенсивных пучка нейтронов позволили бы измерить длину nn -рассеяния с точностью $\sim 3\%$, что составляет величину $\sim 0,5$ Фм. В работе [11] для прямого измерения сечения nn -рассеяния предлагалось использовать импульсный ядерный реактор, выведенный в космическое пространство с целью исключить рассеяние нейтронов на ядрах окружающей среды. В [12] рассматривалась возможность постановки эксперимента по прямому нейтрон-нейтронному рассеянию на обычных реакторах, расположенных на поверхности Земли.

В последнее время идея постановки эксперимента по прямому измерению нейтрон-нейтронной длины рассеяния развивается коллаборацией DIANNA, которая для получения плотных потоков нейтронов, направленных навстречу друг другу, предлагает использовать импульсный ядерный реактор ЯГУАР (Снежинск, Россия) [13–15]. Полученные в этом случае интенсивные пучки нейтронов дадут возможность измерить нейтрон-

нейтронное сечение рассеяния при нулевой энергии $\sigma_{nn}(0) = \pi a_{nn}^2$, а следовательно, и длину рассеяния a_{nn} . В настоящее время идет подготовка по осуществлению этого эксперимента.

С начала 50-х гг. прошлого столетия для экспериментального определения параметров nn -взаимодействия обычно используются ядерные реакции, приводящие к образованию в конечном состоянии двух взаимодействующих нейтронов. Подробный обзор экспериментальных и теоретических методов определения нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} с использованием этих реакций дан в работах [2–4, 16]. Невозможность строгого теоретического анализа экспериментов по определению нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} приводит к существенному разбросу ее значений: от $a_{nn} = -14$ Фм до $a_{nn} = -25$ Фм [2, 3, 16]. При такой неопределенности в длинах nn -рассеяния, найденных из ядерных реакций, невозможно ответить на вопрос о степени нарушения зарядовой симметрии ядерных сил.

Помимо ядерных реакций с образованием в конечном состоянии двух нейтронов, существует альтернативный путь получения информации о нарушении зарядовой симметрии ядерных сил на основе анализа разности энергий связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ [1, 17–22]. В связи с тем, что в настоящее время получены надежные результаты о вкладе в разность энергий связи ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ кулоновского взаимодействия и других электромагнитных эффектов, эта задача является чрезвычайно актуальной. В настоящей работе на основе простых физических предположений установлена связь между величинами, характеризующими нарушение зарядовой симметрии в системах двух и трех нуклонов, которая позволяет определить значение энергии виртуального уровня nn -системы ε_{nn} . С использованием значения энергии виртуального уровня ε_{nn} с учетом равенства радиусов действия ядерных сил для pp - и nn -взаимодействий ($R_{nn} = R_{pp}$) определены значения длины нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} и эффективного радиуса рассеяния r_{nn} .

1. НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Исследование NN -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии 1S_0 является важным в связи с проверкой гипотезы о зарядовой независимости и зарядовой симметрии ядерных сил. Для описания NN -взаимодействия будем использовать нелокальный сепарабельный потенциал Бендера [23], который в импульсном представлении имеет вид

$$V(k, k') = -\frac{\lambda}{4\pi^2\mu} g(kR)g(k'R), \quad (1)$$

где

$$g(kR) = \frac{1}{\sqrt{1 + k^2 R^2}}. \quad (2)$$

Потенциал (1) описывает связанное либо виртуальное состояние системы двух нуклонов и рассеяние нуклона на нуклоне в области низких энергий (μ — приведенная масса системы двух нуклонов; k — волновое число, соответствующее относительному движению двух нуклонов). Данный потенциал позволяет получить точное решение задачи двух нуклонов в простом аналитическом виде. Взаимодействие (1) характеризуется двумя параметрами — константой связи λ и радиусом R . Формфактор $g(kR)$ при этом определяет форму

нуклон-нуклонного взаимодействия и для удобства нормирован таким образом, что при $k = 0$ принимает значение, равное единице ($g(0) = 1$).

Потенциалу (1), (2) в точности соответствует хорошо известное приближение эффективного радиуса [24–28]

$$k \operatorname{ctg} \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2}r_0k^2, \quad (3)$$

которое является наиболее удобным и широко используемым методом анализа экспериментальных данных по NN -рассеянию при низких энергиях. Длина рассеяния a и эффективный радиус r_0 при этом следующим образом выражаются через параметры λ и R потенциала:

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{R} - \frac{1}{\lambda}, \quad (4)$$

$$r_0 = \frac{2R^2}{\lambda}. \quad (5)$$

При $\lambda > 0$ потенциал (1) в состоянии 1S_0 допускает наличие одного виртуального состояния с энергией

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2\alpha^2}{2\mu}, \quad (6)$$

где волновое число системы двух нуклонов $\alpha < 0$. В случае, если форма потенциала определяется функцией (2), волновое число α связано с величинами λ и R соотношением

$$\lambda = R(1 + \alpha R). \quad (7)$$

В случае приближения (3) из формул (4), (5) и (7) следуют соотношения, связывающие низкоэнергетические характеристики NN -системы с радиусом действия ядерных сил R :

$$a = \frac{1}{\alpha} + R, \quad (8)$$

$$r_0 = \frac{2R}{1 + \alpha R}, \quad (9)$$

$$R^2 - aR + \frac{1}{2}ar_0 = 0. \quad (10)$$

Соотношения (8)–(10) позволяют с использованием значений радиуса взаимодействия R и энергии виртуального уровня (6) определить значения низкоэнергетических параметров NN -рассеяния — длины рассеяния a и эффективного радиуса r_0 .

Согласно мезонной теории Юкавы сильное ядерное взаимодействие между двумя нуклонами обусловлено в основном обменом виртуальными π -мезонами, который определяет дальнююдействующую часть NN -взаимодействия и, соответственно, рассеяние при самых низких энергиях. При этом радиус действия ядерных сил обратно пропорционален массе π -мезона и является малой величиной:

$$R \lesssim \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx 1,46 \text{ Фм}. \quad (11)$$

Поскольку одинаковые нуклоны (nn и pp) обмениваются одним и тем же нейтральным π^0 -мезоном, естественно предположить, что радиусы nn - и pp -взаимодействий равны между собой [29]:

$$R_{nn} = R_{pp}. \quad (12)$$

2. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИНГЛЕТНОМ СПИНОВОМ СОСТОЯНИИ 1S_0

Одним из методов проверки гипотезы зарядовой независимости и зарядовой симметрии ядерных сил является сравнение длин рассеяния a и эффективных радиусов r_0 np -, pp - и nn -рассеяния в синглетном состоянии 1S_0 . В этом случае для различных пар нуклонов можно сравнивать также значения энергий ε виртуальных уровней соответствующих систем [29].

Характеристики np - и pp -систем с высокой точностью определяются непосредственно из эксперимента [30, 31]:

$$a_{np} = -23,748(9) \text{ Фм}, \quad r_{np} = 2,75(5) \text{ Фм}, \quad (13)$$

$$a_{pp}^{\text{exp}} = -7,8063(26) \text{ Фм}, \quad r_{pp}^{\text{exp}} = 2,794(14) \text{ Фм}. \quad (14)$$

Для правильного сравнения параметров np - и pp -рассеяния необходимо из экспериментальных значений ядерно-кулоновских параметров pp -рассеяния (14) исключить поправки, обусловленные электромагнитным взаимодействием. После исключения поправок на кулоновское взаимодействие, взаимодействие между магнитными моментами и поляризацию вакуума получены значения чисто ядерных длины рассеяния a_{pp} и эффективного радиуса r_{pp} для pp -рассеяния [5]:

$$a_{pp} = -17,3(4) \text{ Фм}, \quad r_{pp} = 2,85(4) \text{ Фм}. \quad (15)$$

Погрешности величин a_{pp} и r_{pp} связаны в основном с процедурой исключения из экспериментальных значений параметров pp -рассеяния электромагнитных поправок, которые являются модельно-зависимыми. С использованием значений (13) и (15) в соответствии с формулами (6), (8) и (9) получим значения виртуальных уровней np - и pp -систем:

$$\varepsilon_{np} = 66,08(17) \text{ кэВ}, \quad (16)$$

$$\varepsilon_{pp} = 119,6(56) \text{ кэВ}. \quad (17)$$

Таким образом, существует разница в длинах pp - и np -рассеяния

$$\Delta a_{\text{СИБ}} \equiv a_{pp} - a_{np} = 6,45(41) \text{ Фм}. \quad (18)$$

Имеется также разница в протон-протонных и нейтрон-протонных эффективных радиусах и виртуальных уровнях:

$$\Delta r_{\text{СИБ}} \equiv r_{pp} - r_{np} = 0,1(1) \text{ Фм}, \quad (19)$$

$$\Delta \varepsilon_{\text{СИБ}} \equiv \varepsilon_{pp} - \varepsilon_{np} = 53,6(57) \text{ кэВ}. \quad (20)$$

Следовательно, разница для длин pp - и np -рассеяния в относительных единицах составляет величину $\sim 30\%$, а разница для эффективных радиусов в относительных единицах — величину $\sim 4\%$. Значение же энергии чисто ядерного виртуального уровня pp -системы превышает значение энергии виртуального уровня np -системы на 80% . Все это указывает на существенное нарушение зарядовой независимости ядерных сил при малых энергиях. Однако нарушение зарядовой независимости ядерных сил не исключает

возможности сохранения зарядовой симметрии ядерных сил. При этом для проверки гипотезы зарядовой симметрии ядерных сил крайне важными являются экспериментальные и теоретические исследования, связанные с достаточно точным определением низкоэнергетических характеристик протон-протонного и нейтрон-нейтронного взаимодействий.

В то время как нейтрон-протонные и протон-протонные параметры могут быть получены непосредственно из экспериментальных данных при низких энергиях, прямое определение нейтрон-нейтронных параметров из-за отсутствия нейтронных мишеней пока является невозможным. Для экспериментального определения параметров nn -рассеяния обычно используются ядерные реакции с образованием в конечном состоянии двух нейтронов. Примерами таких реакций являются: $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$ и $n + d \rightarrow p + n + n$. При анализе этих реакций, как правило, определяется нейтрон-нейтронная длина рассеяния a_{nn} . Эффективные радиусы pp - и nn -рассеяния практически оказываются равными между собой, поскольку pp - и nn -взаимодействия осуществляются за счет обмена одним и тем же нейтральным π^0 -мезоном, масса которого определяет радиус взаимодействия R . Как следует из нашей работы [29], эффективные радиусы NN -взаимодействия на 90% определяются радиусом действия ядерных сил R , который для pp - и nn -взаимодействий обратно пропорционален массе π^0 -мезона и в соответствии с формулами (8)–(10), (12) с использованием протон-протонных параметров (15) равен

$$R = R_{pp} = R_{nn} = 1,3237(194) \text{ Фм.} \quad (21)$$

Начиная с 1960-х гг. опубликовано большое число работ, посвященных определению длины рассеяния нейтрона на нейтроне a_{nn} с использованием реакций, приводящих к образованию в конечном состоянии двух нейтронов. Анализ экспериментальных результатов, полученных в последнее время, приводит к двум значениям нейтрон-нейтронной длины рассеяния: $a_{nn} = -16,5(9) \text{ Фм}$ [32] и $a_{nn} = -18,7(7) \text{ Фм}$ [33]. Существенное расхождение в значениях длины рассеяния a_{nn} связано как с трудностью постановки экспериментов по измерению выхода реакций типа $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$ и $n + d \rightarrow p + n + n$, так и с трудностью теоретического анализа подобного типа экспериментов.

3. НАРУШЕНИЕ ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ ЯДЕРНЫХ СИЛ В СИСТЕМЕ ТРЕХ НУКЛОНОВ

При существующей в настоящее время неопределенности в значениях нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} невозможно ответить на вопрос о степени нарушения зарядовой симметрии ядерных сил. В связи с этим в данной работе для оценки нарушения зарядовой симметрии ядерных сил будем использовать анализ разности энергий связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Различие в энергиях связи этих ядер связано в основном с различием pp - и nn -взаимодействий. Энергия связи ядра ${}^3\text{H}$ составляет 8,482 МэВ, а ядра ${}^3\text{He}$ — 7,718 МэВ. Таким образом, ядро ${}^3\text{H}$ является более сильно связанным, чем ядро ${}^3\text{He}$. Разность энергий связи этих ядер

$$\Delta \equiv B({}^3\text{H}) - B({}^3\text{He}) = 764 \text{ кэВ} \quad (22)$$

раньше объяснялась только наличием кулоновского отталкивания между двумя протонами в ядре ${}^3\text{He}$. Однако на основе многочисленных расчетов надежно установлено,

что только лишь 85 % от экспериментального значения величины Δ соответствует стандартному кулоновскому взаимодействию. Происхождение остальных 15 % обусловлено наличием различных поправок, таких как взаимодействие магнитных моментов, разность масс между нейтроном и протоном, эффект вакуумной поляризации, различие нейтрон-нейтронных и протон-протонных ядерных сил (нарушение зарядовой симметрии).

Наибольший вклад в величину Δ вносит кулоновское отталкивание между протонами в ядре ${}^3\text{He}$. В настоящее время с учетом конечности размеров протона надежно установлено модельно-независимое значение кулоновской энергии ядра ${}^3\text{He}$ [19, 20, 22]

$$\Delta_C = 648(4) \text{ кэВ}, \quad (23)$$

которое очень хорошо согласуется с найденным в работе [34] значением 652 кэВ. Сумма вкладов других электромагнитных эффектов в величину Δ является малой и составляет [20, 21]

$$\Delta_{\text{other}} = 34(2) \text{ кэВ}. \quad (24)$$

Таким образом, сумма всех рассчитанных в [20, 21] электромагнитных вкладов в величину Δ разности энергий связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$

$$\Delta_{\text{EM}} = 682(6) \text{ кэВ}. \quad (25)$$

Значение Δ_{EM} величины электромагнитных вкладов (25) хорошо согласуется со значением этой величины $\Delta_{\text{EM}} = 693(24) \text{ кэВ}$, которое приводится в работах [5, 9]. Следовательно, вклад электромагнитных эффектов в разность энергий связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ оказывается меньше экспериментального значения (22). Разность между экспериментальным значением Δ (22) и величиной электромагнитных вкладов Δ_{EM} (25) является вкладом, который соответствует нарушению зарядовой симметрии в ядрах ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$,

$$\Delta_{\text{CSB}} = \Delta - \Delta_{\text{EM}} = 82(6) \text{ кэВ}, \quad (26)$$

что находится в очень хорошем согласии с вкладом $\Delta_{\text{CSB}} = 81(29) \text{ кэВ}$, полученным ранее Р. Бранденбургом и др. [18].

Таким образом, результаты анализа разности энергий связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ показывают, что чисто ядерное взаимодействие приводит к энергии связи нуклонов в ядре ${}^3\text{He}$ на 82 кэВ меньше, чем в ядре ${}^3\text{H}$. Последний факт свидетельствует о том, что силы чисто ядерного взаимодействия между двумя протонами меньше сил ядерного взаимодействия между двумя нейтронами. Количественной мерой ядерных сил pp - и nn -взаимодействий является энергия виртуального уровня pp - и nn -систем. При этом меньшим значениям виртуального уровня соответствуют большие силы взаимодействия между двумя нуклонами. Следовательно, в случае pp - и nn -взаимодействий должно выполняться неравенство

$$\varepsilon_{nn} < \varepsilon_{pp} = 119,6(56) \text{ кэВ}, \quad (27)$$

либо в терминах длин рассеяния a_{pp} и a_{nn}

$$|a_{nn}| > |a_{pp}| = 17,3(4) \text{ Фм}. \quad (28)$$

Иначе говоря, с учетом знака нейтрон-нейтронная длина рассеяния является более отрицательной, чем протон-протонная длина рассеяния, и притяжение между двумя нейтронами является, следовательно, несколько большим, чем между двумя протонами, что

и приводит к большей связанности ядра ${}^3\text{H}$ по сравнению с ${}^3\text{He}$. Вследствие вышесказанного значение длины nn -рассеяния $a_{nn} = -16,5(9)$ Фм [32], найденное в последнее время в реакции nd -развала, в отличие от значения $a_{nn} = -18,7(7)$ Фм [33], противоречит результатам анализа разности энергий связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО РАССЕЯНИЯ

Наиболее естественное объяснение разности между экспериментальным значением Δ и величиной электромагнитных вкладов Δ_{EM} состоит в различии нейтрон-нейтронного и протон-протонного ядерного взаимодействий. Положительный знак вклада Δ_{CSB} указывает на то, что протон-протонное взаимодействие слабее нейтрон-нейтронного взаимодействия. Согласно современным представлениям различие ядерных pp - и nn -сил связано с кварковыми степенями свободы [5, 6].

В связи с этим чрезвычайно актуальным является установление и исследование связи величин, характеризующих нарушение зарядовой симметрии в ядрах ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, с чисто ядерными параметрами pp - и nn -взаимодействий. Для количественной оценки нарушения зарядовой симметрии ядерных сил в нуклон-нуклонной системе в этом случае будем использовать разность энергий виртуальных уровней pp - и nn -систем ε_{pp} и ε_{nn} :

$$\Delta\varepsilon_{\text{CSB}} = \varepsilon_{pp} - \varepsilon_{nn}. \quad (29)$$

В предположении о двухчастичном характере ядерного взаимодействия величины, характеризующие нарушение зарядовой симметрии в системах двух и трех нуклонов, должны быть равны между собой в относительных единицах:

$$\frac{\varepsilon_{pp} - \varepsilon_{nn}}{\varepsilon_{pp}} = \frac{\Delta - \Delta_{\text{EM}}}{\Delta}. \quad (30)$$

Из формулы (30) непосредственно следует соотношение для энергии нейтрон-нейтронного виртуального уровня ε_{nn} :

$$\varepsilon_{nn} = \frac{\Delta_{\text{EM}}}{\Delta} \varepsilon_{pp}. \quad (31)$$

Используя экспериментальное значение (22) разности энергий связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ и значения (17) и (25) величин ε_{pp} и Δ_{EM} , в соответствии с формулой (31) получаем значение энергии нейтрон-нейтронного виртуального уровня

$$\varepsilon_{nn} = 106,8(60) \text{ кэВ}, \quad (32)$$

которому соответствует значение волнового числа

$$\alpha_{nn} = -0,05077(144) \text{ Фм}^{-1}. \quad (33)$$

В соответствии с формулами (8), (9), (12) и (21) с использованием значения волнового числа nn -системы (33) получим значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} и эффективного радиуса r_{nn} :

$$a_{nn} = -18,38(55) \text{ Фм}, \quad (34)$$

$$r_{nn} = 2,84(4) \text{ Фм}. \quad (35)$$

В соответствии с формулами (15) и (34), (35) разности между низкоэнергетическими параметрами протон-протонного и нейтрон-нейтронного рассеяния составляют

$$\Delta a_{\text{CSB}} = 1,08(15) \text{ Фм}, \quad (36)$$

$$\Delta r_{\text{CSB}} = 0,01 \text{ Фм}, \quad (37)$$

что хорошо согласуется с результатами $\Delta a_{\text{CSB}} \approx 1 \text{ Фм}$ и $\Delta r_{\text{CSB}} \sim 0,02 \text{ Фм}$, полученными в работах [7–9] в предположении, что нарушение зарядовой симметрии ядерных сил определяется обменом смешанными мезонами $\rho - \omega$. Полученные нами значения (34) и (35) величин a_{nn} и r_{nn} находятся в очень хорошем согласии с экспериментальными значениями этих величин

$$a_{nn} = -18,6(5) \text{ Фм}, \quad (38)$$

$$r_{nn} = 2,83(11) \text{ Фм}, \quad (39)$$

найденными в работе [35] с использованием реакции $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предположении о парном характере ядерных сил на основе анализа разности энергий связи $\Delta = 764 \text{ кэВ}$ зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ установлена связь между величинами, характеризующими нарушение зарядовой симметрии ядерных сил в системах двух и трех нуклонов. С использованием рекомендованных значений чисто ядерных длины pp -рассеяния $a_{pp} = -17,3(4) \text{ Фм}$ и эффективного радиуса $r_{pp} = 2,85(4) \text{ Фм}$ [5], а также значений кулоновской энергии взаимодействия двух протонов в ядре ${}^3\text{He}$ $\Delta_C = 648(4) \text{ кэВ}$ и энергии других электромагнитных эффектов $\Delta_{\text{other}} = 34(2) \text{ кэВ}$ [20, 21] получено значение виртуального уровня системы нейтрон–нейтрон $\varepsilon_{nn} = 106,8(60) \text{ кэВ}$.

С учетом равенства радиусов действия ядерных сил pp - и nn -взаимодействий ($R_{nn} = R_{pp} = 1,3237(194) \text{ Фм}$) с использованием значения энергии виртуального уровня $\varepsilon_{nn} = 106,8(60) \text{ кэВ}$ рассчитаны значения параметров нейтрон-нейтронного рассеяния: $a_{nn} = -18,38(55) \text{ Фм}$ и $r_{nn} = 2,84(4) \text{ Фм}$, которые согласуются с экспериментальными значениями этих величин $a_{nn} = -18,6(5) \text{ Фм}$ и $r_{nn} = 2,83(11) \text{ Фм}$, определенными в реакции $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$ [35]. Полученное нами значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния $a_{nn} = -18,38(55) \text{ Фм}$ также находится в согласии со значениями $a_{nn} = -18,7(7) \text{ Фм}$ [33] и $a_{nn} = -18,50(53) \text{ Фм}$ [36]. В то же время найденное нами значение находится в противоречии со значениями $a_{nn} = -16,2(3) \text{ Фм}$ [37] и $a_{nn} = -16,5(9) \text{ Фм}$ [32]. Значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния $a_{nn} = -16,59(117) \text{ Фм}$, которое было получено нами в работе [29] с использованием экспериментальных результатов работы [38], несмотря на большие погрешности, также противоречит значению $a_{nn} = -18,38(55) \text{ Фм}$, рассчитанному в настоящей работе. Таким образом, значения $a_{nn} = -16,59(117) \text{ Фм}$ [29] и $a_{nn} = -16,5(9) \text{ Фм}$ [32] противоречат результатам, полученным на основе анализа разности энергий связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Полученная в работе разность между длинами pp - и nn -рассеяния $\Delta a_{\text{CSB}} \equiv a_{pp} - a_{nn} = 1,08(15) \text{ Фм}$ хорошо согласуется со значениями этой величины $\Delta a_{\text{CSB}} = 0,87 \text{ Фм}$ и $\Delta a_{\text{CSB}} = 1,03 \text{ Фм}$, которые были найдены в работе [8] соответственно для потенциалов RSC [39] и TRS [40] в предположении, что нарушение зарядовой симметрии ядерных сил определяется обменом смешанными мезонами $\rho - \omega$.

Найденное значение эффективного радиуса нейтрон-нейтронного рассеяния $r_{nn} = 2,84(4)$ Фм практически оказалось почти равным значению чисто ядерного эффективного радиуса протон-протонного рассеяния $r_{pp} = 2,85(4)$ Фм [5]. При этом полученная величина разности между эффективными радиусами pp - и nn -рассеяния $\Delta r_{\text{CSB}} \equiv r_{pp} - r_{nn} = 0,01$ Фм хорошо согласуется со значением $\Delta r_{\text{CSB}} = 0,02$ Фм, полученным в [8] как следствие обмена смешанными мезонами $\rho-\omega$. Полученное нами значение нейтрон-нейтронного эффективного радиуса $r_{nn} = 2,84(4)$ Фм практически совпадает со значением $r_{nn} = 2,83(11)$ Фм, непосредственно определенным из эксперимента [35], а также прекрасно согласуется со значением этой величины $r_{nn} = 2,83(16)$ Фм, приведенным в работе [41]. С другими значениями $r_{nn} = 2,69(27)$ Фм [42], $r_{nn} = 2,9(4)$ Фм [43] и $r_{nn} = 2,65(18)$ Фм [44] найденное нами значение согласуется несколько хуже, хотя и не противоречит им.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Слив Л. А. Зарядовая независимость и зарядовая симметрия ядерных сил // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38, № 1. С. 2–14.
2. Кюн Б. Измерение длины рассеяния нейтрона на нейтроне и вопрос о зарядовой зависимости ядерных сил // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6, вып. 2. С. 347–392.
3. Александров Ю. А. Фундаментальные свойства нейтрона. М.: Энергоиздат, 1982. 166 с.
4. Gardestig A. Extracting the Neutron–Neutron Scattering Length — Recent Developments // J. Phys. G. 2009. V. 36, No. 5. P. 053001.
5. Miller G. A., Nefkens B. M. K., Šlaus I. Charge Symmetry, Quarks and Mesons // Phys. Rep. 1990. V. 194, No. 1–2. P. 1–116.
6. Miller G. A., van Oers W. T. H. Charge Independence and Charge Symmetry. arXiv:9409013 [nucl-th].
7. Coon S. A., Scadron M. D., McNamee P. C. On the Sign of the $\rho-\omega$ Mixing Charge Asymmetric NN Potential // Nucl. Phys. A. 1977. V. 287, No. 3. P. 381–389.
8. Friar J. L., Gibson B. F. Nonlocal Contributions to the $\rho-\omega$ Mixing Charge-Symmetry-Breaking Force // Phys. Rev. C. 1978. V. 17, No. 5. P. 1752–1762.
9. Coon S. A., Barrett R. C. $\rho-\omega$ Mixing in Nuclear Charge Asymmetry // Phys. Rev. C. 1987. V. 36, No. 6. P. 2189–2194.
10. Moravcsik M. J. Neutron–Neutron Scattering at Low Energies // Phys. Rev. 1964. V. 136. P. B624–B629.
11. Бондаренко И. И., Ковалев В. И., Золотухин В. Г. О возможности использования ядерного реактора в космическом пространстве для прямого измерения сечения nn -рассеяния // ЯФ. 1965. Т. 2, вып. 5. С. 839–842.
12. Покотиловский Ю. Н., Тахтамышев Г. Г. Нейтрон-нейтронное рассеяние — возможность пучкового эксперимента // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 4. С. 184–190.
13. Furman W. I. et al. Direct Measurement of the Neutron–Neutron Scattering Cross Section at the Reactor YAGUAR // J. Phys. G. 2002. V. 28, No. 10. P. 2627–2641.
14. Mitchell G. E. et al. Direct nn -Scattering Measurement with the Pulsed Reactor YAGUAR // J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol. 2005. V. 110, No. 3. P. 225–230.
15. Muzichka A. Yu. et al. Background Determination for the Neutron–Neutron Scattering Experiment at the Reactor YAGUAR // Nucl. Phys. A. 2007. V. 789, No. 1–4. P. 30–45.

16. *Howell C. R.* Review of Indirect Methods Used to Determine the 1S_0 Neutron–Neutron Scattering Length. arXiv:0805.1177 [nucl-ex].
17. *Okamoto K., Pask C.* Binding Energy Difference of ^3H and ^3He , Scattering Lengths and Charge Symmetry of Nuclear Forces // *Ann. Phys.* 1971. V. 68, No. 1. P. 18–56.
18. *Brandenburg R. A., Coon S. A., Sauer P. U.* Nuclear Charge Asymmetry in the $A = 3$ Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1978. V. 294, No. 3. P. 305–320.
19. *Brandenburg R. A. et al.* Nuclear Charge Symmetry Breaking and the ^3H – ^3He Binding Energy Difference // *Phys. Rev. C.* 1988. V. 37, No. 2. P. 781–785.
20. *Wu Y., Ishikawa S., Sasakawa T.* Nuclear Charge Asymmetry and Charge Dependence and the ^3H – ^3He Binding-Energy Difference // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64, No. 16. P. 1875–1878.
21. *Wu Y., Ishikawa S., Sasakawa T.* Nuclear Charge Asymmetry and Charge Dependence and the ^3H – ^3He Binding-Energy Difference (Errata) // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66, No. 2. P. 242.
22. *Nogga A. et al.* Three-Nucleon Bound States Using Realistic Potential Models // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67, No. 3. P. 034004.
23. *Bander M.* Three-Nucleon Problem with Separable Potentials // *Phys. Rev.* 1965. V. 138, No. 2B. P. B322–B325.
24. *Ландау Л. Д., Смородинский Я. А.* Рассеяние протонов протонами // *ЖЭТФ.* 1944. Т. 14, вып. 7–8. С. 269–278.
25. *Schwinger J. S.* A Variational Principle for Scattering Problems // *Phys. Rev.* 1947. V. 72, No. 8. P. 742.
26. *Blatt J. M., Jackson J. D.* On the Interpretation of Neutron–Proton Scattering Data by the Schwinger Variational Method // *Phys. Rev.* 1949. V. 76, No. 1. P. 18–37.
27. *Bethe H. A.* Theory of the Effective Range in Nuclear Scattering // *Phys. Rev.* 1949. V. 76, No. 1. P. 38–50.
28. *Хюльтен Л., Сугавара М.* Проблема взаимодействия двух нуклонов // *Строение атомного ядра:* Сб. М., 1959. С. 7–166.
29. *Бабенко В. А., Петров Н. М.* О низкоэнергетических характеристиках нейтрон–нейтронного взаимодействия в приближении эффективного радиуса // *ЯФ.* 2013. Т. 76, № 6. С. 734–739.
30. *Dumbrajs O. et al.* Compilation of Coupling Constants and Low-Energy Parameters // *Nucl. Phys. B.* 1983. V. 216, No. 2. P. 277–335.
31. *Bergervoet J. R. et al.* Phase Shift Analysis of 0–30 MeV pp Scattering Data // *Phys. Rev. C.* 1988. V. 38, No. 1. P. 15–50.
32. *von Witsch W., Ruan X., Witata H.* Neutron–Neutron Final-State Interaction in the $^2\text{H}(n, p)2n$ Reaction at $E_n = 17.4$ MeV // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74, No. 1. P. 014001.
33. *Gonzalez Trotter D. E. et al.* Neutron–Deuteron Breakup Experiment at $E_n = 13$ MeV: Determination of the 1S_0 Neutron–Neutron Scattering Length a_{nn} // *Ibid.* V. 73, No. 3. P. 034001.
34. *Friar J. L., Gibson B. F., Payne G. L.* Coulomb Effects in the ^3He Ground State // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35, No. 4. P. 1502–1507.
35. *Gabioud B. et al.* n – n Effective Range from the Photon Spectrum of the Reaction $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$ // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 103, No. 1. P. 9–12.
36. *Howell C. R. et al.* Toward a Resolution of the Neutron–Neutron Scattering-Length Issue // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 444, No. 3–4. P. 252–259.
37. *Huhn V. et al.* New Investigation of the Neutron–Neutron and Neutron–Proton Final-State Interaction in the n – d Breakup Reaction // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63, No. 1. P. 014003.
38. *Коновеевский Е. С. и др.* Определение 1S_0 нейтрон–нейтронной длины в реакции nd -развала при $E_n = 40$ – 60 МэВ // *ЯФ.* 2010. Т. 73, вып. 8. С. 1343–1349.

39. Reid R. V., Jr. Local Phenomenological Nucleon–Nucleon Potentials // Ann. Phys. 1968. V. 50, No. 3. P. 411–448.
40. de Tourreil R., Rouben B., Sprung D. W. L. Super-Soft-Core Nucleon–Nucleon Interaction with π -, ρ - and gw -Exchange Contributions // Nucl. Phys. A. 1975. V. 242, No. 3. P. 445–460.
41. Šlaus I., Akaishi Y., Tanaka H. Three-Body Forces and Neutron–Neutron Effective-Range Parameters // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48, No. 15. P. 993–996.
42. Guratzsch H. et al. Neutron–Neutron Effective Range from Quasifree Scattering ${}^2\text{H}(n, nn)p$ at 25 MeV // Nucl. Phys. A. 1980. V. 342, No. 2. P. 239–251.
43. Soukup J. et al. ${}^2\text{H}(n, nn)p$ Reaction at 21.5 MeV // Nucl. Phys. A. 1979. V. 322, No. 1. P. 109–116.
44. von Witsch W. et al. Neutron–Neutron Effective Range from a Comparison of n – n and n – p Quasi-Free Scattering at 24 MeV // Phys. Lett. B. 1980. V. 91, No. 3–4. P. 342–344.

Получено 28 января 2014 г.