

AB INITIO ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРИН РАСПАДА ОКОЛОПороГОВЫХ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ЯДРА ^{10}Be

© 2023 г. Д. М. Родкин¹⁾, Ю. М. Чувильский²⁾*

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.; после доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

В рамках развитого авторами *ab initio* подхода — метода ортогональных функций кластерных каналов — впервые исследованы энергии и ширины реального и виртуального распадов околопороговых состояний ядра ^{10}Be в нейтронные каналы. Получено вполне удовлетворительное согласие рассчитанных значений этих величин с экспериментальными данными. Таким образом продемонстрированы хорошие перспективы применения данного и других *ab initio* подходов для описания процессов взаимодействия нейтронов с легкими атомными ядрами.

DOI: 10.31857/S004400272301049X, EDN: RHFPUK

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время акцент теоретических исследований свойств легких атомных ядер и процессов их столкновений с ядрами и нуклонами сместился в сторону использования микроскопических моделей, таких как антисимметризованная молекулярная динамика [1], фермионная молекулярная динамика [2], развитые версии обычной оболочечной модели и, в еще большей степени, в сторону так называемых *ab initio* подходов. Главной особенностью этих подходов являются использование A -нуклонного уравнения Шредингера и его решение с помощью развитых компьютерных кодов на широком функциональном базисе с использованием суперкомпьютеров. При этом межнуклонное взаимодействие описывается реалистическими потенциалами, полученными исходя из положений киральной эффективной теории поля [3–5] или из данных о нуклон-нуклонном рассеянии с использованием метода обратной J -матрицы [6].

Одним из наиболее популярных методов, описывающих структуру легких ядер, является модель оболочек без инертного кора (МОБИК, No-Core Shell Model, NCSM). Наиболее часто используется “каноническая” M -схема, базис которой строится из A -нуклонных детерминантов Слейтера [7–10]. Применяются и более изощренные варианты, в которых используются сложные базисные функции, например, $SU(3)$ -NCSM [11], оболочечная

модель Монте-Карло без инертного кора [12] и другие. Упомянем для полноты одну из первых схем, которую с полным правом можно отнести к классу *ab initio* — метод функций Грина, базирующийся на Монте-Карло-расчетах [13]. Подходы подобного рода успешно описывают различные свойства легких ядер вплоть до, по крайней мере, массы $A = 16$. Они хорошо обоснованы, согласуются с экспериментальными данными и дают достаточно надежные предсказания не измеренных до сих пор величин, характеризующих такие ядра.

МОБИК и подобные ей методы, однако, не приспособлены для непосредственного описания распада ядерных состояний и ядерных реакций. Для решения таких задач были предложены разные подходы, описывающие процесс перехода в кластерные каналы. В частности, один из таких подходов был представлен в упомянутой выше работе [2], которую также можно отнести к классу *ab initio*. Другая схема решения, в которой МОБИК дополняется асимптотическим решением уравнения теории рассеяния в осцилляторном представлении [14, 15], представлена в работе [16]. Среди подходов, нацеленных на решение обсуждаемых задач, наиболее развитыми представляются методы, которые объединяют МОБИК и модель резонирующих групп (МРГ) [17], а именно МОБИК/МРГ [18] и модель оболочек без инертного кора с континуумом (МОБИКК) [19], но их область применимости оказалась довольно узкой.

За последнее время авторами был разработан и проверен в рамках достаточно широкого круга задач новый подход — метод ортогональных функций кластерных каналов (МОФКК), который использует решения МОБИК-модели и базис ортогонализованных волновых функций

¹⁾Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, Россия.

²⁾Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия.

*E-mail: tchuvlyuri@gmail.com

(ВФ) кластерных каналов [20–25]. Одним из его преимуществ является относительная простота, которая позволяет проводить исследования распадных характеристик ядер — асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК, asymptotic normalization coefficients, ANC) виртуального и ширины реального распада значительного числа ядерных систем, включая экзотические нестабильные ядра.

Ab initio подходы применялись и для описания процессов поглощения и испускания нейтронов ядрами, а также их упругого и неупругого рассеяния. Так, методами, представленными в [14, 15], в работе [26] изучался непрерывный спектр системы ${}^4\text{He} + n$. Описание фаз упругого и неупругого рассеяния нейтрона на ${}^4\text{He}$, а также на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ в рамках различных версий МОБИК/МРГ и МОБИКК можно найти в публикациях [27–29]. В то же время следует указать, что эти работы нацелены в основном на совершенствование теоретических методов изучения непрерывного спектра систем нуклон + ядро. Резонансные эффекты в поведении фаз рассеяния, естественно, просматриваются и в основном удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми в экспериментах, но вопрос об описании ширины резонансов практически не обсуждается. Таким образом, очень важная область физики взаимодействия нейтронов низкой энергии с ядрами осталась вне поля зрения авторов этих работ.

Большее внимание этой проблеме этот коллектив авторов уделяет в работах [19, 30], которые посвящены изучению нуклонно-нестабильного ядра ${}^7\text{He}$. Вычислены полные ширины распада во все открытые нейтронные каналы нескольких нижних состояний этого ядра. Для этих состояний открыты только каналы такого типа. Величины полной ширины определяются из анализа поведения фаз рассеяния нейтронов. Аналогичные в смысле выбора объекта и цели исследования проведены и в рамках другого, представленного в работах [14, 15], метода. Их результаты опубликованы в [31]. МОФКК также применялся для вычисления ширины каналов распада резонансов ядра ${}^7\text{He}$ [25], причем наряду с полными рассчитывались и парциальные ширины распада. Нужно отметить, что обсуждаемые резонансы не могут, по крайней мере в настоящее время, быть получены в реакциях с нейтронами. Поэтому все перечисленные работы прямого отношения к проблемам, характерным для физики взаимодействия нейтронов с ядрами, не имеют.

Более релевантными по отношению к этим проблемам являются работы [24, 32], в которых исследовались, в частности, и нейтронные каналы.

Во второй из них представлены результаты расчетов характеристик виртуального распада состояний ядра ${}^7\text{Li}$, а в первой, кроме того, и реального. В нашей работе получено вполне удовлетворительное, а при вычислении АНК — высокоточное описание извлеченных из эксперимента данных. Ниже, при обсуждении характеристик околопороговых резонансов, полученных в рамках данного исследования, мы привлечем и эти результаты.

В итоге становится очевидным, что процессы взаимодействия нейтронов небольшой энергии с ядрами крайне слабо изучены в рамках ab initio подходов, хотя первые исследования демонстрируют хорошие перспективы исследований такого типа.

В настоящей работе мы исследуем околопороговые резонансы ядра ${}^{10}\text{Be}$, точнее, в терминологии, характерной для описания взаимодействия нейтронов с ядрами, системы ${}^9\text{Be} + n$. Для расчета полной энергии связи состояний этой системы и энергии связи нейтрона в них используется M -схема МОБИК. В качестве потенциала, описывающего межнуклонное взаимодействие, используется хорошо зарекомендовавший себя в теоретических исследованиях разнообразных характеристик легких ядер Daejeon16 [6].

2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЦЕДУРЫ

Кратко представим основные моменты МОФКК-подхода для частного случая, когда одним из фрагментов распада является нейтрон. Более подробно общий подход изложен в работах [21, 23]. Основным элементом данного метода является построение трансляционно-инвариантных A -нуклонных волновых функций канала $A = A_1 + n$ в виде суперпозиции детерминантов Слейтера (ДС).

ВФ отдельно взятого нейтронного канала c_κ определяется следующим выражением:

$$\Psi_A^{c_\kappa} = \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{nlm}(\boldsymbol{\rho}) \}_{J_c J M_j T}, \quad (1)$$

где \hat{A} — антисимметризатор, Ψ_{A_1} — трансляционно-инвариантная внутренняя ВФ ядра A_1 , задаваемая набором квантовых чисел $\{k_1\}$; χ_n — ВФ нейтрона, $\varphi_{nlm}(\boldsymbol{\rho})$ — ВФ относительного движения. Волновая функция канала (1) задается множеством квантовых чисел c_κ , которое включает в себя: $\{k_1\} n J_c J M_j T$, где J — полный момент, а J_c — спин канала. Описание формализма, позволяющего преобразовать выражение (1) в линейную комбинацию ДС, также можно найти в [21, 23].

Следует отметить, что ВФ (1) одного и того же канала c_κ с разными n не ортогональны. Построение ортонормированных базисных функций канала

c_κ производится путем диагонализации матрицы обменного ядра

$$\begin{aligned} \|N_{nn'}\| &= \left\langle \Psi_{A,n'}^{c_\kappa} | \Psi_{A,n}^{c_\kappa} \right\rangle = \\ &= \left\langle \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{n'lm}(\rho) | \hat{A}^2 | \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{nlm}(\rho) \right\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Собственные значения и собственные функции матрицы обменного ядра задаются следующими выражениями:

$$\varepsilon_k = \left\langle \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n f_l^k(\rho) \} | \hat{1} | \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n f_l^k(\rho) \} \right\rangle; \quad (3)$$

$$f_l^k(\rho) = \sum_n B_{nl}^k \varphi_{nl}(\rho). \quad (4)$$

В результате ВФ ортонормированного базиса канала c_κ принимают вид

$$\Psi_{A,kl}^{SD,c_\kappa}(\rho) = \varepsilon_{k\kappa}^{-1/2} \left| \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n f_l^k(\rho) \} \right\rangle. \quad (5)$$

Кластерный (в данном конкретном случае одним из кластеров является нейтрон) формфактор описывает относительное движение фрагментов A -нуклонной волновой функции. Он определяется выражением

$$\begin{aligned} F_l(r) &= \left\langle \Psi_A | \hat{A} \left\{ \Psi_{A_1} N^{-1/2}(\rho, \rho') \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \left(\frac{1}{\rho^2} \delta(\rho - \rho') \right) Y_{lm}(\Omega_{\rho'}) \chi_n \right\} \right\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Преобразованием

$$\delta(\rho - \rho') = \sum_n |\varphi_{nl}(\rho')\rangle \langle \varphi_{nl}(\rho)|, \quad (7)$$

с помощью формулы (2) он может быть представлен в форме разложения по осцилляторному базису ВФ относительного движения:

$$\Phi_A^{c_\kappa}(\rho) = \sum_k \varepsilon_{k\kappa}^{-1/2} \sum_{nm'} C_{AA_1}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k \varphi_{nl}(\rho); \quad (8)$$

где коэффициент $C_{AA_1}^{nl}$ принимает вид:

$$C_{AA_1}^{nl} = \left\langle \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{nl}(\rho) \} | \Psi_A \right\rangle; \quad (9)$$

спектроскопический фактор (СФ, spectroscopic factor, SF) определяется как норма нейтронного формфактора обсуждаемого канала c_κ . Его можно записать в виде

$$S_l^{c_\kappa} = \sum_k \varepsilon_k^{-1} \sum_{nn'} C_{AA_1}^{nl} C_{AA_1}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k. \quad (10)$$

Как и в наших предыдущих работах [23, 24], мы используем процедуру сшивки формфактора с асимптотической волновой функцией соответствующего канала. Для случая реального распада

процедура включает, во-первых, нахождение точек сшивки ρ_m , в которых логарифмические производные формфактора и функции

$$\Xi_l(\rho) = (F_l^2(k_0\rho) + G_l^2(k_0\rho))^{1/2} \quad (11)$$

совпадают. После этого ширина резонанса рассчитывается с помощью выражения, подобного тому, которое используется в традиционной R -матричной теории:

$$\Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k} [\Xi_l(\rho)]^{-2} (\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m))^2. \quad (12)$$

В общем случае для виртуального распада состояний, лежащих в подпороговой области, вводятся следующие характеристики: асимптотический нормировочный коэффициент

$$\text{ANC} = \frac{\rho_m F_l(\rho_m)}{W_{-\eta, l+1/2}(2k_0\rho_m)} \quad (13)$$

и связанная с ним подбарьерная ширина [33]

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{subth}}^l(E) &= \frac{\hbar^2}{\mu} k \rho_m (F_l(\eta, kr))^2 + \\ &+ G_l(\eta, kr)^2_{r=\rho_m} \frac{W_{-\eta, l+1/2}^2(2k_0\rho_m)}{\rho_m} |\text{ANC}|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где $k_0 = \sqrt{2\mu E^{\text{res}}}/\hbar$, а $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$. Для нейтронных каналов, естественно, кулоновский параметр $\eta = 0$.

Кроме того, базы данных (см., например, [34]), содержащие информацию о нейтронных резонансах, для подпороговых состояний чаще приводят величину $2g\Gamma^l$, где приведенная ширина Γ^l в случае s -волнового резонанса определяется формулой

$$\Gamma^0 = \Gamma \sqrt{1 \text{ эВ}/|E^{\text{res}}|}, \quad (15)$$

а статистический множитель имеет вид

$$g = (2J + 1)/2(2J_{A_1} + 1). \quad (16)$$

Завершая обсуждение используемого формализма, выделим несколько характерных для него принципиальных особенностей.

1. Следует подчеркнуть, что наш подход отличается от традиционного R -матричного тем, что выбор точки сшивки четко определяется упомянутой процедурой, а не является подгоночным параметром.

2. Нейтронный формфактор в его новом (учитывающем требование ортогональности и нормировки, см. [23, 24]) определении позволяет шить его с асимптотической волновой функцией на относительно малых расстояниях, где влияние ядерного взаимодействия мало по сравнению с эффектами, порожденными антисимметризацией.

Основными объектами представленных в настоящей работе исследований являются резонансы, вносящие вклад в сечения поглощения и испускания нейтронов при низких энергиях. В этих сечениях доминирует вклад нейтронной s -волны. Таким образом, наибольший интерес для данного исследования представляют резонансы отрицательной четности. Для расчета их ВФ используется базис, включающий все десятиуклонные функции, в которых число квантов возбуждения $N_{\max} = 1, 3, 5, 7, 9$. В то же время были проведены и исследования характеристик состояний положительной четности в этом диапазоне энергий. Эти вычисления удалось провести для базисов с $N_{\max} = 0, 2, 4, 6, 8, 10$. Размерность максимального из них составила 1.34×10^9 детерминантов Слейтера. Расчеты МОБИК были выполнены с помощью кода Bigstick [35], который удобен для использования на многопроцессорных вычислительных кластерах.

В наших предыдущих работах [23, 24] было показано, что для большинства каналов распада низколежащих резонансов даже не слишком большое отклонение расчетной энергии резонанса от экспериментальной сильно сказывается на величинах вычисленных парциальных ширин. Для подпороговых резонансов это также можно ожидать. По этой причине использование экспериментальных значений резонансных энергий для расчета ширин распада является предпочтительным. Энергии всех изучаемых в данной работе резонансов измерены с высокой точностью, и при вычислении ширин распада мы, хотя проводим вычисления и для теоретически рассчитанных значений энергии, в большей степени ориентируемся на измеренные значения. В таких случаях расчеты МОБИК используются только для получения волновых функций ядер $^{10,9}\text{Be}$. Отметим, что теоретические группы, ведущие параллельные нашим *ab initio* исследования процессов распада, в определенных ситуациях также используют подобную процедуру. Она получила в литературе название NCSM-pheno [36].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ВЫВОДЫ

Основной целью данной работы является изучение характеристик виртуального и реального нейтронного распада состояний ядра ^{10}Be в околопороговой области энергий в рамках *ab initio* подхода. Обсуждению вопросов, касающихся сходимости результатов расчета энергии уровней этого ядра, точности этих результатов (“теоретической погрешности”) и влияния этой погрешности на точность расчетов различных наблюдаемых характеристик ядра ^{10}Be мы планируем посвятить отдельную публикацию. В то же время информация о характерном для используемой *ab initio* схемы

Таблица 1. Рассчитанные E_{th} и измеренные E_{exp} полные энергии связи нижних состояний ядра ^{10}Be и их энергии относительно порога распада в канал $^9\text{Be} + n$ $E_{\text{th}}^{\text{res}}$ и $E_{\text{exp}}^{\text{res}}$ (МэВ)

J^π	E_{th}	E_{exp}	$E_{\text{th}}^{\text{res}}$	$E_{\text{exp}}^{\text{res}}$
0^+	65.03	64.98	-6.609	-6.812
2^+	61.30	61.61	-2.881	-3.444
0^+	60.60	58.80	-2.179	-0.633
1^-	59.16	59.02	-0.739	-0.852
2^+	58.75	59.02	-0.328	-0.854
2^-	58.54	58.71	-0.115	-0.549
3^-	57.31	57.61	1.107	0.559

отличия вычисленных значений энергии резонансов от измеренной является полезной для решения задач физики взаимодействия нейтронов с ядрами в случаях, когда теория предсказывает наличие нового, не обнаруженного состояния. Для иллюстрации масштаба “теоретической погрешности” результаты расчета энергий нижних состояний ядра ^{10}Be представлены в табл. 1 вместе с соответствующими экспериментальными результатами. Важно отметить, что процедура данного расчета включает в себя не только непосредственную диагонализацию матрицы гамильтониана, но и экстраполяцию энергии каждого состояния до значения, ожидаемого на “бесконечном” базисе МОБИК-модели. Использовалась функция экстраполяции, предложенная в [37].

В проведенном расчете воспроизводятся все наблюдаемые в исследуемом диапазоне уровни и не предсказываются какие-либо другие. Имеет место хорошее соответствие между экспериментальными и теоретически рассчитанными полными энергиями связи этих состояний, максимальное отклонение не превышает 310 кэВ. Энергия основного состояния описывается с очень высокой точностью, что характерно для вычислений четно-четных ядер с помощью потенциала Daejeon16. Исключение составляет второй уровень 0^+ , полная энергия связи которого сильно переоценена. Причины такой переоценки не ясны. Единственное, что можно утверждать, что ее источником является какая-то особенность потенциала, а не дефект расчета или экстраполяции. За счет этой большой разницы энергий возникает и единственная представленная в обсуждаемом спектре “инверсия” — изменение последовательности уровней по сравнению с экспериментальной. На точность расчета резонансных энергий сказывается и погрешность в определении полной энергии связи основного состояния яд-

Таблица 2. Спектроскопические факторы (SF) каналов распада ядра ^{10}Be , вычисленные Γ_{th} и измеренные Γ_{exp} ширины распада состояний ядра ^{10}Be (* — ширина распада Γ)

J^π	$l(Jc)$	SF	$2g\Gamma^l(E_{\text{th}})$	$2g\Gamma^l(E_{\text{exp}})$	$2g\Gamma_{\text{exp}}^0$
1^-	0(1)	0.638	1.02 кэВ	1.00 кэВ	0.510 кэВ
	2(1)	0.131	$<10^{-10}$ эВ	$<10^{-10}$ эВ	
	2(2)	0.018	$<10^{-11}$ эВ	$<10^{-11}$ эВ	
2^+	1(1)	0.787	$<10^{-3}$ эВ	$<10^{-3}$ эВ	—
	1(2)	0.108	$<10^{-4}$ эВ	$<10^{-4}$ эВ	
2^-	0(2)	0.469	1.08 кэВ	1.03 кэВ	0.937 кэВ
	2(1)	0.235	$<10^{-10}$ эВ	$<10^{-10}$ эВ	
	2(2)	0.040	$<10^{-11}$ эВ	$<10^{-11}$ эВ	
3^-	2(1)	0.280	42.5 кэВ	9.08 кэВ	*15.7 кэВ
	2(2)	0.340	52.6 кэВ	11.29 кэВ	

ра ^9Be . Рассчитанное значение энергии оказалось равным 58.42 МэВ, т.е. заметно отличающимся от экспериментального значения, которое составляет 58.17 МэВ.

Рассчитанные в рамках описанной выше процедуры парциальные ширины распада околопороговых состояний ядра ^{10}Be содержатся в табл. 2. Форма их представления определяется формулами (11), (12), (14)–(16) и соответствует принятой в базах данных о нейтронных резонансах. Приведены не только ширины, вычисленные с использованием экспериментальных данных об энергиях распада, но и рассчитанные на основе теоретически вычисленных. Указаны также спектроскопические факторы соответствующих каналов. В подпороговой области приведенные ширины каналов, соответствующих парциальным волнам с ненулевым моментом относительного движения, чрезвычайно малы, они практически не влияют на величины сечений, о чем свидетельствуют представленные в таблице верхние границы. Для распада подпороговых резонансов в s -волновые каналы проведенные расчеты показали несколько неожиданное свойство. Оказалось, что зависимость их ширины от энергии не столь сильна. Даже отличие теоретического значения резонансной энергии уровня 2^- от измеренного, равное приблизительно 400 кэВ, изменяет результат на 5%. На ширину распада более глубоко лежащего уровня 1^- разность энергий ~ 100 кэВ сказывается еще меньше. Совершенно другая картина наблюдается для распада резонансов (по крайней мере лежащих выше порога испускания нейтрона) в каналы с ненулевым моментом относительного движения фрагментов. Это хорошо

видно на примере состояния 3^- . Различие ширины распада при разности энергий ~ 500 кэВ составляет 4–5 раз. Этот пример доказывает важность использования процедуры NCSM-pheno.

В табл. 2 представлены также известные из эксперимента полные ширины распада состояний отрицательной четности. Для уровней 2^- и 3^- наблюдается хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными. Вычисленная ширина распада состояния 1^- превышает измеренную в 2 раза. Принимая во внимание тот факт, что ширины подпороговых резонансов извлекаются из сечений рассеяния с помощью сложных процедур, дающих неоднозначные результаты, этот теоретический результат также можно рассматривать как вполне удовлетворительный.

Отметим, что в нашей работе [24], посвященной ab initio исследованию спектра и распадных характеристик ядра ^7Li , наряду с другими результатами были получены АНК нейтронных и тритонных каналов виртуального распада двух нижних связанных состояний этого ядра, а также приведенная нейтронная ширина состояния $1/2^+$, которое лежит немного ниже нейтронного порога и распадается в канал $^4\text{He} + t$. Как указано выше, величины АНК тритонных каналов распада двух нижних уровней ^7Li в пределах ошибки совпадают с извлеченными из эксперимента значениями, полученными в работе [38]. Экспериментальной информации об АНК нейтронных каналов этих состояний до сих пор не получено, но наши результаты находятся в хорошем согласии с результатами работы [32], полученными методом функций Грина, базирующимся на Монте-Карло-расчетах. Вычисленная нами приведенная нейтронная ширина состояния $1/2^+$ оказалась примерно в 2 раза больше экспериментальной, представленной в [34]. Таким образом, качество результатов, касающихся подпороговых резонансов, полученных в [24] и настоящей работе, находится на одном и том же уровне. Совместный анализ этих результатов говорит о хороших возможностях развиваемого подхода, в том числе и для решения многоканальных задач.

Следует добавить, что несмотря на наличие непосредственной связи между АНК и шириной подпорогового резонанса (14), изученные в различных исследованиях АНК и изученные в данной работе ширины виртуального распада находятся в разных частях спектров связанных состояний ядер. Наибольший интерес представляют асимптотические нормировочные коэффициенты состояний нижней части этих спектров, а при исследовании взаимодействия нейтронов с ядрами играют существенную роль резонансы, расположенные около

порога. Поэтому условия применения теоретических подходов для вычисления этих величин существенно различаются. Вследствие этого теоретические исследования подпороговых резонансов и сравнение их результатов с измеренными могут дать дополнительные возможности тестирования используемых в расчетах NN -потенциалов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые один из *ab initio* подходов к расчету характеристик легких ядер — метод ортогональных функций кластерных каналов — был целенаправленно использован для теоретического описания процессов взаимодействия медленных нейтронов с легкими атомными ядрами.

В отличие от известных из международной литературы подходов, этот метод применим для расчета не только полных, но и парциальных ширин распада ядер в различные каналы.

Получено вполне удовлетворительное описание распадных характеристик известных околопороговых состояний ядра ^{10}Be .

Обнаружено, что для распада подпороговых резонансов в s -волновые каналы зависимость их ширины от энергии не столь сильна.

В итоге продемонстрированы хорошие перспективы применения данного и других *ab initio* подходов для описания процессов взаимодействия нейтронов с легкими атомными ядрами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00096, <https://rscf.ru/project/22-22-00096/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **142**, 205 (2001).
2. T. Neff and H. Feldmeier, *Int. J. Mod. Phys. E* **17**, 2005 (2008).
3. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **66**, 014002 (2002).
4. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **68**, 041001 (2003).
5. R. Machleidt and D. R. Entem, *Phys. Rep.* **503**, 1 (2011).
6. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, *Phys. Lett. B* **761**, 87 (2016).
7. P. Navratil, S. Quaglioni, I. Stetcu, and B. Barrett, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36**, 083101 (2009).
8. P. Navratil and S. Quaglioni, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 042503 (2012).
9. A. R. Barrett, P. Navratil, and J. P. Vary, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **69**, 131 (2013).
10. C. Stump, J. Braun, and R. Roth, *Phys. Rev. C* **93**, 021301 (2016).
11. A. C. Dreyfuss, K. D. Launey, and T. Dytrych, *Phys. Rev. C* **95**, 044312 (2017).
12. T. Abe, P. Maris, T. Otsuka, N. Shimizu, Y. Utsuno, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **86**, 054301 (2012).
13. S. C. Pieper, R. B. Wiringa, and J. Carlson, *Phys. Rev. C* **70**, 054325 (2004).
14. H. A. Yamani and L. Fishman, *J. Math. Phys.* **16**, 410 (1975).
15. Yu. F. Smirnov and Yu. I. Nechaev, *Kinam.* **4**, 445 (1982).
16. J. M. Bang, A. I. Mazur, A. M. Shirokov, Yu. F. Smirnov, and S. A. Zaytsev, *Ann. Phys. (NY)* **280**, 299 (2000).
17. J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **52**, 1083; 1107 (1937).
18. S. Quaglioni and P. Navratil, *Phys. Rev. C* **79**, 044606 (2009).
19. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. C* **87**, 034326 (2013).
20. Д. М. Родкин, Ю. М. Чувильский, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 459 (2018).
21. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *J. Phys.: Conf. Ser.* **966**, 012022 (2018).
22. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Lett. B* **788**, 238 (2019).
23. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Chin. Phys. C* **44**, 12410 (2020).
24. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **103**, 024304 (2021).
25. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **104**, 044323 (2021).
26. I. A. Mazur, A. M. Shirokov, A. I. Mazur, and J. P. Vary, *Phys. Part. Nucl.* **48**, 84 (2017).
27. S. Quaglioni and P. Navratil, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 092501 (2008).
28. P. Navratil, R. Roth, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. C* **82**, 034609 (2010).
29. G. Hupin, J. Langhammer, P. Navratil, S. Quaglioni, A. Calci, and R. Roth, *Phys. Rev. C* **88**, 054622 (2013).
30. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 022505 (2013).
31. I. A. Mazur, A. M. Shirokov, I. J. Shin, A. I. Mazur, Y. Kim, P. Maris, and J. P. Vary, arXiv: 2001.08898v1 [nucl-th].
32. K. M. Nollett and R. B. Wiringa, *Phys. Rev. C* **83**, 041001(R) (2011).
33. A. M. Mukhamedzhanov and R. E. Tribble, *Phys. Rev. C* **59**, 3418 (1999).
34. S. I. Sukhoruchkin, Z. N. Soroko, A. Brusegan, F. Corvi, P. Rullhusen, and H. Weigmann, *Low Energy Neutron Physics* (Springer, 1998).
35. C. W. Johnson, W. E. Ormand, K. S. McElvain, and H. Shan, arXiv: 1801.08432.
36. J. Dohet-Eraly, P. Navrátil, S. Quaglioni, W. Horiuchi, G. Hupin, and F. Raimondi, *Phys. Lett. B* **757**, 430 (2016).
37. I. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. P. Vary, C. Forssén, J. Rotureau, and N. Michel, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **44**, 075103 (2017).
38. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov, *Nucl. Phys. A* **781**, 247 (2007).

**AB INITIO STUDY OF NEAR-THRESHOLD NEUTRON RESONANCES
DECAY WIDTHS OF ^{10}Be NUCLEUS****D. M. Rodkin¹⁾, Yu. M. Tchuvil'sky²⁾**¹⁾*Dukhov Research Institute for Automatics, Moscow, Russia*²⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Within the framework of the *ab initio* approach developed by the authors — method of orthogonal functions of cluster channels — the energies and widths of the real and virtual decay of the near-threshold states of ^{10}Be nucleus into neutron channels are studied for the first time. Quite satisfactory agreement is obtained between the calculated values of these quantities and the experimental data. Thus, good prospects for the use of this and other *ab initio* approaches to describe the processes of interaction of neutrons with light atomic nuclei are demonstrated.