

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА БАЗЕ AB INITIO РАСЧЕТОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УРОВНЕЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР

© 2024 г. Д. М. Родкин¹⁾, Ю. М. Чувильский^{1)*}

Поступила в редакцию 08.12.2023 г.; после доработки 21.02.2024 г.; принята к публикации 14.03.2024 г.

На базе развитой авторами *ab initio* схемы вычисления асимптотических характеристик каналов распада ядерных состояний — метода ортогональных функций кластерных каналов — создан подход, позволяющий непосредственно внедрять результаты *ab initio* (из первопринципов) вычислений *A*-нуклонных волновых функций и получаемых посредством их использования парциальных ширин распада резонансных состояний компаунда-ядра в расчеты сечений резонансных ядерных реакций. В этих расчетах могут быть использованы как вычисленные, так и надежно измеренные энергии резонансов. На примере теоретического анализа сечений реакций ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ показаны работоспособность данного подхода и широкие возможности его использования в ядерной спектроскопии.

DOI: 10.31857/S0044002724040057, EDN: JNKJSB

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные высокоточные методы описания свойств легких ядер и ядерных реакций, вызванных столкновениями легких ядер, занимают важное место в теоретической ядерной физике и активно развиваются. Наиболее перспективными среди этих методов являются подходы, называемые *ab initio*. Они основаны на новых возможностях, предоставляемых современными высокопроизводительными суперкомпьютерами. К числу этих методов, описывающих структуру легких ядер, относятся различные версии Модели Оболочек Без Инертного Кора (МОБИК, NCSM) [1–5], Гамовская Оболочечная Модель (ГОМ, GSM) [6–8], метод Монте-Карло-вычислений функций Грина [9–11], метод связанных кластеров [12] и метод эффективных расчетов на решетке для много-нуклонных систем [13–15]. Все методы, называемые *ab initio*, вовлекают в расчеты реалистические *NN*- и *NNN*-потенциалы, полученные исходя из киральной эффективной теории поля [16–18] и/или из данных, во-первых, о нуклон-нуклонном рассеянии и, во-вторых, из свойств дейтрона и связанных трехнуклонных систем [19]. В данном исследовании используется потенциал Daejeon16 [16], построенный с использованием N3LO ограничения киральной эффективной теории поля [20], смягченной преобразованием ренормгруппы подобия [21]. Этот потенциал был проверен в масштабных расчетах различных свойств ядер с массами $A \leq 16$ и показал свою надежность. Вычисления собственных значе-

ний и собственных функций выполняются в рамках МОБИК. Этот подход является одним из самых передовых и результативных среди различных *ab initio* методов. МОБИК основана на решении уравнения Шредингера для системы нуклонов с использованием реалистических *NN*- и *NNN*-потенциалов на осцилляторном базисе полностью антисимметричных *A*-нуклонных волновых функций (ВФ) — детерминантов Слейтера (ДС) вплоть до максимального суммарного осцилляторного главного квантового числа $N_{\text{max}}^{\text{tot}}$. Размер этого базиса, например, в широко встречающейся *M*-схеме иногда удается довести до значений примерно 10^{10} ДС в случае использования наиболее мощных современных суперкомпьютеров. Во многих работах этот метод использовался для расчетов энергий связи, размеров ядер и наблюдаемых электромагнитных величин, характеризующих как основные, так и возбужденные состояния ядер, а также нестабильные резонансные состояния.

МОБИК и подобные ей подходы, однако, не приспособлены для непосредственного вычисления асимптотических свойств (ширин) ядерных резонансов. Для этих целей были предложены разные методы. В частности, для систем с $A \leq 4$ *ab initio* описание состояний континуума может быть основано на решении уравнений Фаддеева и Фаддеева–Якубовского [22, 23]; с этих позиций, в принципе, можно трактовать и ядерные резонансы.

Подходы оболочечного типа, ориентированные на обсуждаемую проблему, также представлены в научной литературе. Среди них методы, которые объединяют МОБИК и Модель Резонирующих Групп (МРГ, RGM), а именно Модель Оболочек Без Инертного Кора/Модель Резонирующих Групп (МОБИК/МРГ,

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

* E-mail: tchuvilyuri@gmail.com

NCSM/RGM) [24] и Модель Оболочек Без Инертно-го Кора с Континуумом (МОБИКК, NCSMC) [25–28] представляются наиболее универсальными. Примеры хорошего описания асимптотических характеристик распадных каналов резонансных состояний ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$ представлены в [28]. Как и МОБИК/МРГ, модель Фермионной Молекулярной Динамики (ФМД, FMD) [29–31] предлагает *ab initio* подход, основанный на едином описании как связанных состояний, так и состояний континуума. Также довольно популярным, хотя и не полностью удовлетворяющим определению *ab initio* метода, подходом является подход Антисимметризованной Молекулярной Динамики (АМД, AMD) [32]. Другой подход — Метод Ортогональных Функций Кластерных Каналов (МОФКК, CCOFM), развиваемый авторами данной работы, также как и другие *ab initio* схемы, при вычислении распадных ширин резонансов использует собственные значения и собственные функции реалистических гамильтонианов, полученные в рамках МОБИК, но в своих развитых версиях предполагает экстраполяцию собственных значений, дополнение в базис кластерных функций с $N^{\text{tot}} > N_{\text{max}}^{\text{tot}}$ и другие усовершенствования [33–38].

В рамках представленного в настоящей работе исследования существенно усовершенствованы компьютерные схемы реализации МОФКК, что позволяет учитывать большое число каналов распада изучаемого состояния, получать спектральные характеристики ядерных состояний в широком диапазоне энергий, а также проследивать эволюцию последовательности собственных значений гамильтониана при росте размеров базиса. На этой основе проведены расчеты энергии связи и энергий возбуждения ядра ${}^8\text{Be}$, а также характеристики каналов распада состояний, лежащих выше протонного порога во все возможные открытые каналы, а именно ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li} + p$, ${}^7\text{Li}^*(J = 1/2) + p$, ${}^7\text{Be} + n$, ${}^7\text{Be}^*(J = 1/2) + n$, ${}^6\text{Li} + d$, ${}^5\text{Li} + {}^3\text{H}$ и ${}^5\text{He} + {}^3\text{He}$.

В целом этот метод включает в себя вычисления собственных значений гамильтониана и собственных векторов в рамках стандартной M -схемы МОБИК на полном базисе ДС с параметром обрезания по суммарному главному квантовому числу $N_{\text{max}}^{\text{tot}} = 10$, экстраполяцию собственных значений гамильтониана на бесконечный размер базиса и проектирование полученных собственных векторов на ВФ соответствующих кластерных каналов, построенных в рамках МОФКК. Значения, полученные в рамках процедуры проектирования, а именно спектроскопические факторы (СФ) каналов и кластерные формфакторы (КФФ), служат для расчета амплитуд парциальных ширин распадов исследуемых состояний, самих парциальных и полных ширин.

По своим возможностям теоретического исследования состояний, распадающихся одновременно во многие каналы, данный метод не имеет аналогов,

представленных в мировой научной литературе. За исключением единичных примеров расчета двухканальной задачи распада предельно легких систем вычислять парциальные ширины распада в фиксированные каналы в рамках других подходов до их пор не удается — рассчитываются лишь полные ширины распада.

Возможность, причем реальная, вычислять парциальные ширины большого числа каналов распада в рамках МОФКК, позволяет поставить следующую крайне важную задачу — использовать полученные в *ab initio* подходах результаты в теории ядерных реакций, в данном случае — резонансных. Дело в том, что амплитуды и сечения таких реакций выражаются именно через парциальные амплитуды и ширины. Перспективы решения этой проблемы определяются, в первую очередь, надежностью и численной точностью результатов расчетов. С другой стороны, надо понимать, что в настоящее время теория резонансных реакций строится в основном на эмпирических данных о сечениях и ширинах различных процессов. Спектры возбужденных уровней ядер, лежащих выше порога испускания нуклонов и кластеров, также строятся путем анализа сечений различных реакций. Анализ разных процессов нередко приводит к взаимно противоречащим выводам, а ошибки измерений зачастую не малы. Исключение составляют достаточно точные гамма-спектроскопические данные, но для уровней, лежащих в непрерывном спектре, этих данных не так много. Возникает вопрос, не могут ли высокоточные и надежно обоснованные теоретические расчеты спектральных характеристик ядерных уровней послужить основой для непосредственного описания сечений и других характеристик ядерных реакций, предсказания таких сечений на уровне, сравнимом с аналогичными предсказаниями, базирующимися на эмпирических данных или даже превосходящем его? Более конкретно, поставленный вопрос можно переформулировать как задачу найти области, где высокоточные *ab initio* расчеты могут оказаться конкурентоспособными с феноменологическими схемами, обогащать эти схемы, быть дополнением к ним.

При анализе перспектив *ab initio* методов надо понимать, что даже в наиболее отработанной для применения этих подходов области исследований — расчеты энергий связи и энергий возбуждения низколежащих уровней с использованием высококачественных моделей межкулонного взаимодействия, таких как Daejeon16 [16], наблюдается систематическая небольшая (для исследуемого в данном случае ядра ${}^8\text{Be}$ $\Delta E \leq 1$ МэВ) “недосвязка” (реже — “пересвязка”) хорошо промеренных экспериментальных уровней. Более того, в некоторых (редких) случаях известные состояния оказываются смещенными заметно более чем на 1 МэВ. Эта точность, естественно, существенно ниже, чем точность измерений ядерных масс даже для нуклонно-стабильных ядер, удаленных от поло-

сы бета-стабильности. То же самое можно сказать и об энергиях возбуждения уровней. Поэтому на данный момент результаты теоретических расчетов энергий ядерных состояний представляются полезными для расчета сечений резонансных реакций в ситуациях, когда данные экспериментов отсутствуют, ненадежны или противоречивы в отношении их спина, изоспина и четности.

Опыт авторов показывает, что разброс значений рассчитанных распадных ширин при разумной вариации схемы вычислений несколько больше, чем разброс энергий возбуждения тех же уровней. Но экспериментальные данные о ширинах (в особенности парциальных) распада ядерных состояний также не характеризуются высокой точностью, далеко не полны и зачастую противоречивы. Поэтому использование данных *ab initio* подходов для получения распадных ширин в большом числе случаев представляется полезным. В итоге главным направлением внедрения высокоточных теоретических схем в ядерную спектроскопию на данный момент может являться создание гибридных схем, в которых используются как результаты расчетов, так и надежные экспериментальные данные.

В рамках этого направления авторами создан удобный метод одновременного включения в программы вычисления резонансных сечений ядерных реакций экспериментальных и теоретических спектроскопических данных. В первую очередь проводится сравнение рассчитанного спектра ядра с табличным. Опыт показывает, что состояниям, представленным в спектроскопических таблицах, практически без исключений находятся соответствующие полученные в расчетах аналоги. Для высоковозбужденных уровней в некоторых случаях проводится коррекция табличных значений спина, изоспина и четности. Энергии возбуждения, при наличии, берутся из баз спектроскопических данных. При их отсутствии используются результаты МОБИК вычислений, уточненные с помощью процедуры экстраполяции на бесконечный размер базиса. На основе этих входных данных рассчитываются амплитуды парциальных распадных ширин. Для расчета сечений реакций используется R-матричная теория резонансных ядерных реакций. Наиболее адекватной компьютерной реализацией этого подхода оказалась его версия в программе AZURE2 [39]. В итоге развитый подход можно охарактеризовать как “гибридный”, использующий результаты *ab initio* расчетов, стандартный метод теоретического исследования резонансных ядерных реакций и наиболее точные экспериментальные или теоретические данные об энергиях резонансов. В рамках созданного подхода, проведены вычисления полных сечений реакций ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$.

2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЦЕДУРЫ

Кратко представим основные моменты МОФКК. Более подробно общий подход изложен в работах [34, 36]. Основным элементом данного метода является построение трансляционно-инвариантных Ануклонных волновых функций канала $A = A_1 + A_2$ в виде суперпозиции детерминантов Слейтера (ДС).

ВФ отдельно взятого кластерного канала c_k определяется следующим выражением:

$$\Psi_{A,c_k}^{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{nlm}(\mathbf{r})} = \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{nlm}(\mathbf{r})\}_{J_c J M_j T}, \quad (1)$$

где $\hat{A}$ — антисимметризатор, $\Psi_{A_{1(2)}}$ — трансляционно-инвариантная внутренняя ВФ кластеров $A_{1(2)}$, задаваемая набором квантовых чисел $\{k_{1(2)}\}$, включающим в себя четность, полный момент, изоспин состояния фрагмента и их проекции, $\varphi_{nlm}(\mathbf{r})$ — ВФ относительного движения. Волновая функция канала (1) задается множеством квантовых чисел c_k , которое включает в себя $\{k_1\}\{k_2\}nlJ_c JM_j T$, где $J(M_j)$ — полный момент (проекция полного момента), J_c — спин канала, T — значение изоспина. Описание формализма, позволяющего преобразовать выражение (1) в линейную комбинацию ДС, также можно найти в [34, 36].

Следует отметить, что ВФ (1) одного и того же канала c_k с разными n не ортогональны. Построение ортонормированных базисных функций канала c_k производится путем диагонализации матрицы обменного ядра

$$N(\rho', \rho'') = \left\langle \hat{A}\left\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\frac{1}{\rho^2}\delta(\rho - \rho')Y_{lm}(\Omega_{\rho'})\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\right\} \middle| \hat{A}\left\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\frac{1}{\rho^2}\delta(\rho - \rho'')Y_{lm}(\Omega_{\rho'})\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\right\} \right\rangle, \quad (2)$$

элементы которой представляют собой перекрытия функций вида (1):

$$\begin{aligned} \|N_{nn'}\| &= \langle \Psi_{A,n'}^{c_k} | \Psi_{A,n}^{c_k} \rangle = \\ &= \langle \Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{n'lm}(\mathbf{r}) | \hat{A}^2 | \Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{nlm}(\mathbf{r}) \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Собственные значения обменного ядра задаются выражением

$$\varepsilon_k = \langle \hat{A}\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}f_l^k(\mathbf{r}) | \hat{A}\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}f_l^k(\mathbf{r}) \rangle; \quad (4)$$

а собственные функции представляют собой линейные комбинации осцилляторных функций относительного движения:

$$f_l^k(\mathbf{r}) = \sum_n B_{nl}^k \varphi_{nl}(\mathbf{r}). \quad (5)$$

В результате ВФ ортонормированного базиса канала c_k принимают вид

$$\Psi_{A,kl}^{SD,c_k}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{kk}^{-1/2} | \hat{A}\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}f_l^k(\mathbf{r}) \rangle. \quad (6)$$

Кластерный формфактор канала c_k определяется как проекция волновой функции A -нуклонной системы Ψ_A на нормированную ВФ кластерного канала:

$$\Phi_A^{c_k}(\rho) = \left\langle \Psi_A | \hat{A} \left\{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} N^{-1/2}(\rho, \rho') \frac{1}{\rho^2} \delta(\rho - \rho') \times \right. \right. \\ \left. \left. \times Y_{lm}(\Omega_{\rho'}) \Psi_{A_2}^{\{k_2\}} \right\} \right\rangle. \quad (7)$$

Он является обобщением обычной функции относительного движения двух частиц на случай, когда эти частицы (или хотя бы одна из них) являются составными фермионными кластерами. При этом, естественно, нормировка КФФ — спектроскопический фактор — оказывается отличным от единицы. С помощью преобразования

$$\delta(\rho - \rho') = \sum_n |\varphi_{nl}(\rho')\rangle \langle \varphi_{nl}(\rho)| \quad (8)$$

и формулы (3) он может быть представлен в форме разложения по осцилляторному базису ВФ относительного движения:

$$\Phi_A^{c_k}(\rho) = \sum_k \varepsilon_{kk}^{-1/2} \sum_{nn'} C_{AA_1}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k \varphi_{nl}(\rho); \quad (9)$$

где коэффициент $C_{AA_1}^{n'l}$ принимает вид

$$C_{AA_1}^{n'l} = \langle \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \Psi_{A_2}^{\{k_2\}} \varphi_{nl}(\rho) \} | \Psi_A \rangle. \quad (10)$$

Спектроскопический фактор канала c_k можно записать в виде

$$S_l^{c_k} = \sum_k \varepsilon_{kk}^{-1} \sum_{nn'} C_{AA_1}^{n'l} C_{AA_1}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k. \quad (11)$$

Как и в наших предыдущих работах [36, 37], мы используем процедуру сшивки КФФ 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

$$\Xi_l(\rho) = (F_l^2(k_0\rho) + G_l^2(k_0\rho))^{1/2} \quad (12)$$

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

$$\Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k} [\Xi_l(\rho_m)]^{-2} (\Phi_A^{c_k}(\rho_m))^2. \quad (13)$$

Амплитуда приведенной парциальной ширины выражается через значение кластерного формфактора с учетом разницы в нормировке, в точке сшивки, как:

$$\gamma_{c_k} = \left(\frac{\hbar^2 \rho_m}{2\mu_c} \right)^{1/2} \Phi_A^{c_k}(\rho_m). \quad (14)$$

Эта величина является необходимой составляющей для расчета R -матрицы [40]:

$$U_{cc'} = (U_{cc}^0 U_{c'c'}^0)^{1/2} \left(\delta_{cc'} + \frac{i\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \times \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} + \right. \\ \left. + O\left(\frac{\langle \Delta - \frac{i}{2}\Gamma \rangle}{D}\right) \right), \quad (15)$$

где $U_{cc}^0 = e^{2i(\omega_c - \varphi_c)}$, а парциальные ширины и смещения энергии уровней равны соответственно $\Gamma_{\lambda c} = 2P_c \gamma_{\lambda c}^2$, и $\Delta_{\lambda c} = -(S_c - B_c) \gamma_{\lambda c}^2$. Используется она и в схеме кода AZURE2.

В качестве входных данных для программы AZURE2 также фигурирует аналог точки сшивки. В рамках этой программы граница внутренней и внешней областей (точка сшивки) a_c определяется не отдельно для каждого канала, как это следует из аккуратного теоретического рассмотрения, а как единая величина для каждого варианта фрагментации $A_1 + A_2$ без учета спина канала и момента относительного движения. В то же время в представленных выше аккуратных расчетах распадных амплитуд и ширин точка сшивки ρ_m определяется отдельно для каждого резонанса и каждого его распадного канала. Это несоответствие может, в принципе, приводить к ошибке при расчете сечения мультрезонансной реакции. В данной работе при выборе радиуса сшивки в программе AZURE2 мы следовали рекомендациям авторов и выбирали его равным $a_c = R_0(\sqrt[3]{A_1} + \sqrt[3]{A_2})$, где $R_0 = 1.4$ фм.

Для проверки устойчивости результатов к этому выбору мы разработали следующую процедуру. Во-первых, для всех каналов с фиксированной фрагментацией брались реальные значения радиуса сшивки, вычислялся усредненный радиус, и полученные таким образом радиусы вводились в качестве исходных данных в программу AZURE2 для каждого варианта фрагментации. Эта процедура контроля использована и в настоящей работе. Результаты этого теста демонстрируют чрезвычайно высокую устойчивость к вариации величины a_c . Например, относительные изменения величины полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ в точках первого максимума, минимума и второго максимума соответственно оказались равными 0.3%, 0.4% и 0.1%. Положения этих точек не изменились. В итоге изменения величины полного сечения данной реакции за счет вариации радиуса сшивки оказываются намного меньше, чем, например, изменения осцилляторного параметра базиса $\hbar\omega$, используемого в *ab initio* расчетах. Таким образом, показано, что проблема несоответствия радиусов в сшивке в разработанной нами схеме вычисления сечений ядерных процессов может оказаться актуальной только для случая упругого рассеяния.

Помимо указанных выше величин, результаты расчета в рамках R -матричной теории зависят от гра-

ничных условий B_c для каждого канала. В программе AZURE2 граничные условия задаются как производная проницаемости для нижайшего открытого резонанса канала c : $B_c = S_c(E_{ch})$ для минимизации смещения резонансной энергии, равной $\Delta_{\lambda c} = -(S_c - B_c)\gamma_{\lambda c}^2$. Эти граничные условия в общих чертах согласуются с нашим подходом, в котором осуществляется сшивка логарифмических производных КФФ с асимптотическим решением. Отдельно стоит упомянуть, что в программе AZURE2 используется параметризация Бруна [41], которая фактически представляет собой переход от собственных значений гамильтониана $(E_i, \gamma_{i,c})$ к наблюдаемым энергиям резонансов и наблюдаемым приведенным ширинам, которые не зависят от граничных условий. Эта параметризация практически не влияет на результаты расчета сечения, но упрощает вычисления.

Разработанный нами подход позволяет, в конечном итоге, использовать рассчитанные волновые функции для вычисления сечений резонансных ядерных реакций. В то же время подход не позволяет моделировать механизм прямых реакций, поэтому он не является универсальным, в частности, не может быть использован при больших значениях энергии столкновения.

Так как в выходном канале данной резонансной реакции образуется система двух тождественных бозонов ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, состояния отрицательной четности, как и состояния 1^+ , 3^+ , 5^+ и т.п. не вносят вклад в сечение данной реакции. В то же время присутствующие в спектре состояния с большим, но не равным единице средним значением изоспина, четным спином и положительной четностью нужно учитывать, поскольку связанные с ними интерференционные эффекты в некоторых случаях становятся заметными. На вид кривой сечения реакции практически не оказывают состояния 4^+ из-за высокого центробежного барьера для входного нуклонного канала. В связи с этим важнейшими объектами представленных в настоящей работе исследований являются высоковозбужденные резонансы положительной четности ${}^8\text{Be}$ 0^+ и 2^+ , вносящие основной вклад в сечения реакций ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$. Вычисления из энергий и ширин удалось провести в рамках МОБИК для осцилляторных базисов со следующими предельными значениями $N_{\max}^*$: 0, 2, 4, 6, 8, 10. Расчеты для разных значений $N_{\max}^*$ проводились для того, чтобы использовать процедуру экстраполяции собственных значений гамильтониана на бесконечный размер базиса, которая уточняет теоретические значения полных энергий связи резонансных состояний ${}^8\text{Be}$. Размерность максимального из осцилляторных базисов составила 1.87×10^8 детерминантов Слейтера. Расчеты были выполнены с помощью кода Bigstick [42], который удобен для использования на многопроцессорных вычислительных кластерах. Для проверки устойчивости нашего теоретического решения расчеты проводились для нескольких значений

осцилляторного параметра $\hbar\omega = 12.5, 15$ и 17.5 МэВ.

В наших предыдущих работах [36, 37] было показано, что для глубоко подбарьерных резонансов даже не слишком большое отклонение расчетной энергии резонанса от экспериментальной нередко приводит к резкому, иногда даже на два порядка, изменению расчетных значений парциальных ширин его распада. По этой причине указанный выше прием включения экспериментальных значений резонансных энергий в расчет ширин распада является необходимым. 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 [43].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ВЫВОДЫ

Целью настоящей работы является теоретическое исследование энергий и ширин распада состояний ядра ${}^8\text{Be}$, а также вычисление полных сечений реакций ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ на основе рассчитанных нами парциальных ширин для всех открытых каналов резонансов, вносящих сколь-нибудь заметный вклад в сечения данных реакций в области до ~ 6 МэВ энергии столкновения. Реальный список таких резонансов ограничивается несколькими состояниями компаунд-ядра 0^+ и 2^+ . Особенность компаунд-ядра ${}^8\text{Be}$ заключается в том, эта система является нестабильной по отношению к альфа-распаду; пороговая энергия канала ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ равняется — 91.8 кэВ, а пороговые энергии прочих каналов велики и равняются: для ${}^7\text{Li} + p$ — 17.255 МэВ, для ${}^7\text{Be} + n$ — 18.899 МэВ, для ${}^5\text{He} + {}^3\text{He}$ — 21.380 МэВ, для ${}^5\text{Li} + {}^3\text{H}$ — 21.688 МэВ и для ${}^6\text{Li} + {}^2\text{H}$ — 22.281 МэВ.

Спектр ядра ${}^8\text{Be}$, как полученный теоретически, т.е. рассчитанный и уточненный с помощью пятипараметрической процедуры экстраполяции “A5” [44] к бесконечному размеру базиса, так и представленный в современных таблицах [45], демонстрирует табл. 1. Кроме повышения точности вычисления энергий уровней экстраполяционная процедура позволяет, хотя и не со стопроцентной надежностью, избавиться от “лишних” резонансов, появляющихся вследствие ограничения базиса, которое является дискретным аналогом внешней бесконечной отталкивающей стенки. Рассчитано также большое число парциальных ширин распада состояний изучаемого ядра в самые различные каналы. Некоторая часть этих результатов содержится ниже в табл. 2 и 3.

Как это видно из табл. 1, любому из обнаруженных к настоящему времени уровней можно сопоставить его теоретический аналог. Резкое различие в энергии возбуждения — почти 2 МэВ — возникает лишь для состояния 4^+ 19.86 МэВ. Еще для трех уровней: № 4 2^+ 16.922 МэВ, № 16 0^+ 20.2 МэВ и № 24 2^+ 25.2 МэВ это отличие превышает 0.5 МэВ. Судя по близкому совпа-

Таблица 1. Спектр уровней положительной четности ^8Be и его сравнение с экспериментальными данными

№	E^*	J	T	E_{exp}^*	J_{exp}	T_{exp}
1	0	0	0.000	0.0	0	0
2	3.111	2	0.000	3.03	2	0
3	10.983	4	0.000	11.35	4	0
4	16.168	2	0.078	16.922	2	0 + 1
5	16.511	2	0.972	16.626	2	0 + 1
6	17.849	1	0.994	17.640	1	1
7	18.041	4	0.001	19.86	4	0
8	18.716	1	0.036	18.150	1	0
9	18.822	3	0.993	19.07	3	1
10	19.079	0	0.017	—	—	—
11	19.442	3	0.023	19.235	3	0
12	20.426	2	0.065	20.1	2	0
13	20.436	0	0.852	—	—	—
14	20.471	1	0.992	—	—	—
15	20.816	1	0.020	—	—	—
16	21.207	0	0.315	20.2	0	0
17	21.392	2	0.966	21.5	3	0
18	22.028	2	0.028	22.2	2	0
19	22.564	1	0.994	—	—	—
20	22.764	2	0.996	—	—	—
21	23.163	4	0.997	—	—	—
22	23.331	3	0.047	—	—	—
23	24.050	3	0.982	—	—	—
24	24.346	2	0.030	25.2	2	0
25	25.595	4	0.002	25.5	4	0
26	25.649	1	0.997	—	—	—
27	26.070	0	0.218	—	—	—
28	26.109	6	0.000	—	—	—
29	26.907	0	1.986	27.494	0	2

дению значений энергии резонно предположить, что уровень, известный как 3^+ , является на самом деле уровнем 2^+ со средним значением изоспина, близким к 1. Расчеты сечений, результаты которых представлены ниже, подтверждают это предположение.

Общая картина спектра ядра ^8Be , представленная в табл. 1, подтверждает надежность полученных теоретически спектроскопических данных. Поэтому содержащиеся в этой таблице, но не обнаруженные до сих пор уровни можно, на наш взгляд, рассматривать как предсказанные в рамках вполне обоснованных теоретических концепций.

Наиболее интересным результатом данного исследования являются, очевидно, полные сечения реакций $^7\text{Li}(p, ^4\text{He})^4\text{He}$ и $^7\text{Be}(n, ^4\text{He})^4\text{He}$, непосредственно полученные из результатов расчета амплитуд парциальных ширины.

Таблица 2. Энергии (МэВ) и парциальные ширины (кэВ) открытых каналов распада состояний 0^+ , вносящих вклад в сечения реакций $^7\text{Be}(n, ^4\text{He})^4\text{He}$ и $^7\text{Li}(p, ^4\text{He})^4\text{He}$; символ (—) означает, что знак соответствующей амплитуды парциальной ширины минус

E_{channel}	$0^+, 19.08$	$0^+, 20.2$	$0^+, 20.4$
$E_{^4\text{He}}$	19.176	20.29	20.523
E_p	1.829	2.945	3.177
E_n	0.184	1.3	1.532
E_{p^*}	1.351	2.46	2.699
E_{n^*}	0.0	0.871	1.103
$\Gamma_{^4\text{He}} 0(0)$	(—)1470	(—)1293	262
$\Gamma_p 1(1)$	(—)304	(—)501	705
$\Gamma_n 1(1)$	0.0	(—)672	0.0
$\Gamma_{p^*} 1(1)$	297	0.0	918
$\Gamma_{n^*} 1(1)$	0.0	249	143

Согласно расчетам, влияние на величину сечений резонансных реакций $^7\text{Li}(p, ^4\text{He})^4\text{He}$ и $^7\text{Be}(n, ^4\text{He})^4\text{He}$ оказывают состояния со спином $J = 0$, указанные в табл. 1: предсказанный нами 0^+ № 10 с экстраполированной энергией возбуждения 19.079 МэВ, 0^+ № 16, который предположительно соответствует экспериментально известному уровню с энергией 20.2 МэВ и 0^+ № 13, с энергией 20.436 МэВ. Это влияние определяется не только амплитудами перехода состояния компаунд-ядра во входной и выходной каналы реакций, но и вкладом парциальных ширин всех каналов в полную ширину. Наиболее сильное влияние на сечение обеих реакций вносят резонансы 2^+ с энергиями 20.1, 21.5, 22.2 и 25.2 МэВ. Им соответствуют уровни с номерами 12, 17, 18 и 24, вычисленные энергии которых указаны в табл. 1. Помимо этого, при анализе сечений учитывался обнаруженный в расчетах уровень 2^+ № 20 с энергией возбуждения 22.76 МэВ.

Для каждого из этих уровней рассчитывались парциальные ширины всех открытых каналов распада, в том числе не являющихся входным или выходным каналами реакции. Примеры этих парциальных ширин, вычисленные в базисе ДС с параметрами $\hbar\omega = 15$ МэВ, $N_{\text{max}}^* = 10$ представлены в табл. 2 и 3. Ширины закрытых каналов обозначены как 0.0. Таким же значком отмечены пренебрежимо малые ширины других каналов. Помимо парциальных ширин приведены знаки амплитуд парциальных ширин. Эти величины использовались в качестве входных данных программы AZURE2 для расчета сечений указанных выше ядерных реакций.

На рис. 1 представлены графики полного сечения реакции $^7\text{Li}(p, ^4\text{He})^4\text{He}$, рассчитанные для разных значений осцилляторного параметра $\hbar\omega$: 12.5, 15 и 17.5 МэВ, и их сравнение с экспериментальными данными [46].

Как видно из этих графиков, теоретические ре-

Таблица 3. Энергии (МэВ) и парциальные ширины (кэВ) открытых каналов распада состояний 2^+ , вносящих вклад в сечения реакций ${}^7\text{Li}(n, {}^4\text{He}) {}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}) {}^4\text{He}$

E_{channel}	$2^+, 20.1$	$2^+, 21.5$	$2^+, 22.2$	$2^+, 22.76$	$2^+, 25.2$
$E_{{}^4\text{He}}$	20.191	21.591	22.591	22.851	25.291
E_p	2.845	4.245	5.245	5.505	7.945
E_n	1.2	2.6	3.6	3.86	6.3
E_{p^*}	2.345	3.767	4.767	5.027	7.467
E_{n^*}	0.771	2.171	3.171	3.431	5.871
$E_{{}^3\text{He}}$	0.0	0.124	1.124	1.384	3.824
$E_{{}^3\text{H}}$	0.0	0.0	0.808	1.068	3.508
E_d	0.0	0.0	0.220	0.488	2.92
$\Gamma_{{}^4\text{He}} 2(0)$	505	(-)5.61	(-)472	8.4	878
$\Gamma_p 1(1)$	81.6	303	(-)15.1	(-)230	(-)174
$\Gamma_p 1(2)$	234	551	(-)158	16.2	1.21
$\Gamma_n 1(1)$	15.2	(-)222	(-)29	76	1780
$\Gamma_n 1(2)$	37.5	(-)484	(-)283	13	53
$\Gamma_{p^*} 1(1)$	133.2	10.1	(-)29.8	262	(-)599
$\Gamma_{n^*} 1(1)$	(-)42.9	31.3	28.1	174	501
$\Gamma_{{}^3\text{H}} 1(1)$	0.0	0.0	(-)4.53	51.7	(-)437
$\Gamma_{{}^3\text{H}} 1(2)$	0.0	0.0	4.44	23.7	0.0
$\Gamma_{{}^3\text{He}} 1(1)$	0.0	0.0	(-)12.5	(-)41.2	(-)460
$\Gamma_{{}^3\text{He}} 1(2)$	0.0	0.0	10.4	(-)31.2	0.0
$\Gamma_d 2(0)$	0.0	0.0	0.0	0.0	279
$\Gamma_d 0(2)$	0.0	0.0	0.0	0.0	34.1

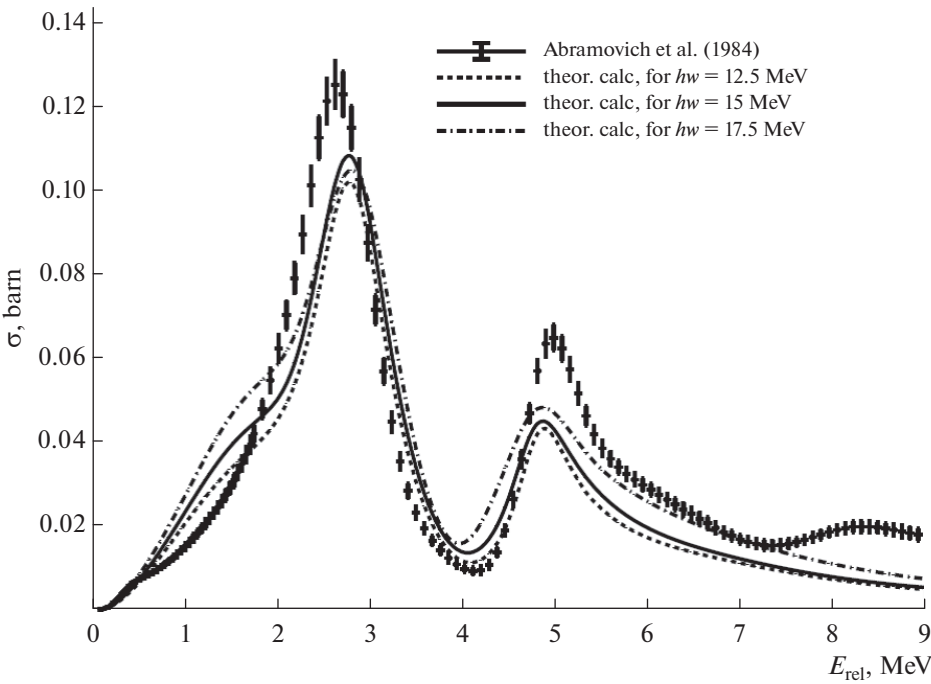


Рис. 1. Результаты теоретического расчета полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}) {}^4\text{He}$ для разных версий базиса и их сравнение с экспериментальными данными.

зультаты неплохо согласуются с экспериментальными данными и устойчивы к изменениям осцилятор-

ного параметра $\hbar\omega$. Резонансы одного спина и четности интерферируют между собой, поэтому прове-

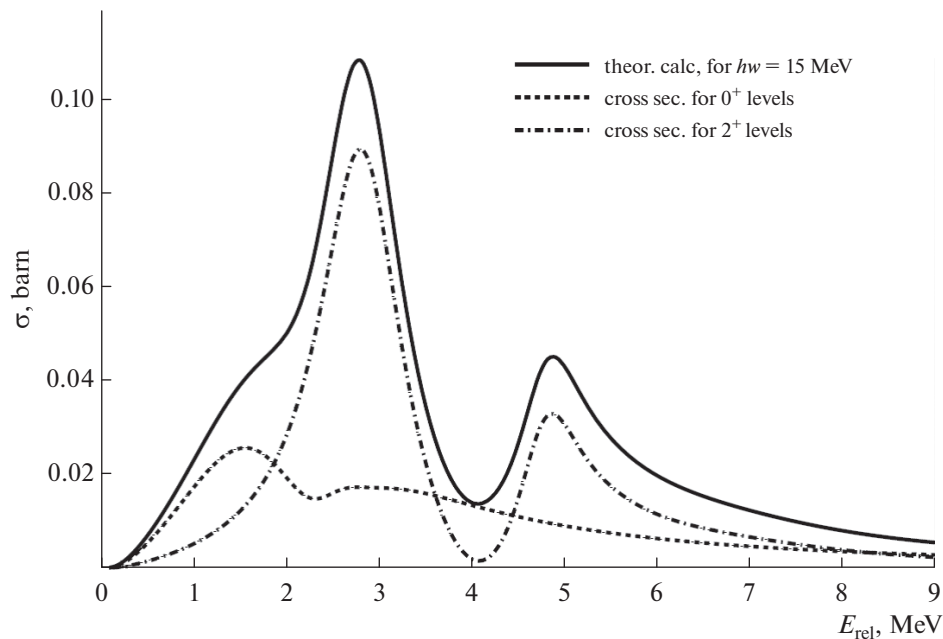


Рис. 2. Результаты теоретического расчета полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ и вклада в это сечение резонансов 0^+ и 2^+ .

сти анализ влияния отдельных состояний — неоднозначная задача, но резонансы разного спина между собой не интерферируют, поэтому можно провести анализ их удельного вклада в полное сечение обсуждаемой реакции. Рисунок 2 иллюстрирует картину ее функции возбуждения. Обсудим эту картину с качественной точки зрения. Величина сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ в области низких энергий не может быть объяснена наличием известного из эксперимента резонанса 2^+ с энергией 20.1 МэВ и, тем более, узких резонансов 2^+ , лежащих в диапазоне 16–17 МэВ. Расчет показывает существование и доминирование в этой области резонанса 0^+ с энергией возбуждения 19.08 МэВ. В области более высоких энергий вклады резонансов 0^+ 20.2 и 20.43 МэВ заметны, но по сравнению складами резонансов 2^+ не велики. Очень интересным исключением представляется то, что эти состояния полностью определяют величину сечения в его минимуме при энергии $E_p \sim 4$ МэВ.

Экспериментально известные резонансы 2^+ 20.1 и 22.2 МэВ подтверждены теоретически и определяют первый и второй пики сечения. Известный резонанс с энергией 21.5 МэВ интерпретируется в спектроскопических таблицах как 3^+ . Однако в этом случае он не вносит вклада в полное сечение изучаемой реакции. Резонансы 2^+ 20.1 и 22.2 МэВ конструктивно интерферируют и достаточно широки, поэтому их вклад в сечение по сравнению с вкладом описанных выше 0^+ резонансов оказывается не мал. Для объяснения этого неожиданного результата естественно предположить, что на самом деле обсуждаемое состояние является резонансом 2^+ , в ВФ которого доминирует компонен-

та с изоспином $T = 1$. Несмотря на большое среднее значение оператора изоспина, эффект деструктивной интерференции с другими 2^+ резонансами оказывается достаточным, чтобы занулить суммарный вклад в сечение всех трех резонансов. Найденный теоретически резонанс 2^+ 22.76 МэВ с очень большим средним значением изоспина также вовлекался в анализ сечения, но, как оказалось, заметного вклада в него он не вносит. Резонанс с энергией 25.2 МэВ вносит вклад в сечение при наиболее высоких изучаемых в данной работе значениях энергии.

Особенность резонансного механизма ядерных реакций заключается в том, что разные реакции могут идти через одни и такие же состояния компаунда и зависеть от одних и тех же парциальных ширин распада. В частности, через обсуждавшиеся выше резонансы протекает реакция ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$. Это дает возможность описывать обе реакции исходя из одних и тех же данных ab initio вычислений. На рис. 3 представлены теоретически рассчитанные полные сечения данной реакции и соответствующие экспериментальные данные из работ [47–50]. Как и в предыдущем случае, теоретические результаты устойчивы к изменениям осцилляторного параметра $\hbar\omega$.

Как видно из табл. 2 и рис. 4, сколь-нибудь заметный вклад в сечение вносит только один резонанс — 0^+ 20.2 МэВ. Он доминирует (хотя и не столь ярко как в предыдущем примере) в области минимума сечения. Вместе с близко лежащим состоянием 2^+ 20.1 МэВ он формирует пик при $E_n \sim 1$ МэВ. Второй пик почти целиком определяется наличием резонанса 22.2 МэВ.

Рисунок 3 является иллюстрацией трудностей из-

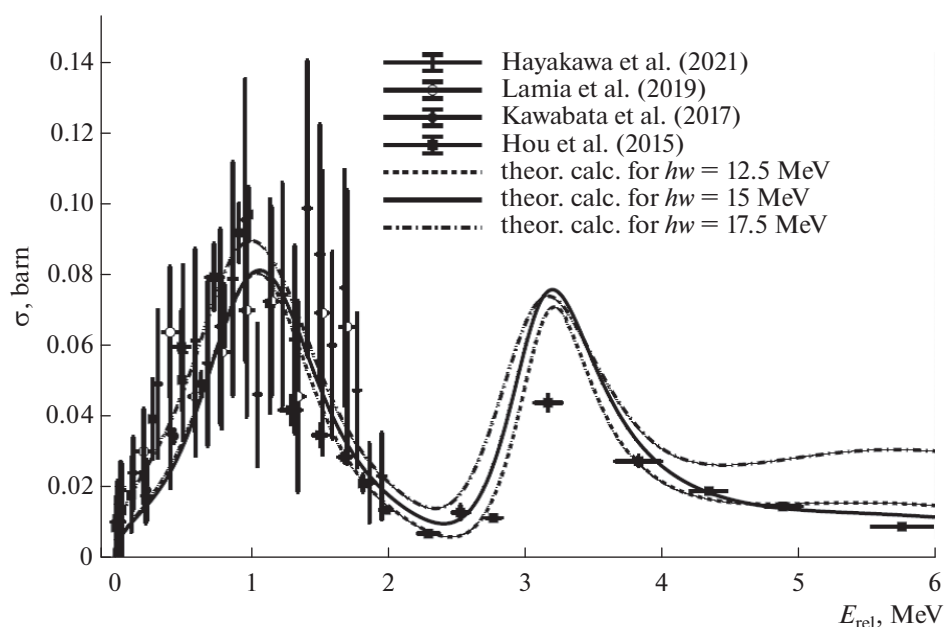


Рис. 3. Результаты теоретического расчета расчет полного сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ для разных версий базиса и их сравнение с экспериментальными данными.

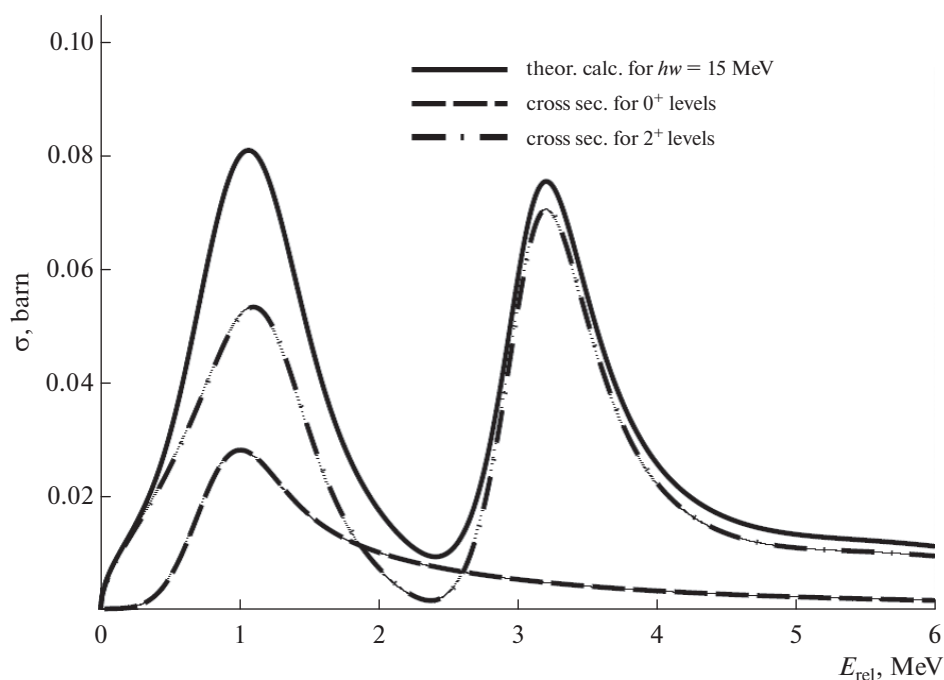


Рис. 4. Результаты теоретического расчета полного сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ и вклада в это сечение резонансов 0^+ и 2^+ .

мерения сечений реакций, индуцированных нейтронами при низких энергиях. Имея ввиду достаточно высокую точность рассчитываемых амплитуд распадных ширин — их отклонение от хорошо промеренных редко превышает несколько десятков процентов, и надежность вычисления полных сечений при использовании кода AZURE2, можно полагать, что представленные результаты превосходят по точности из-

вестные экспериментальные данные в области низких энергий нейтронов, полученные с большими ошибками измерений, а при энергиях от 2.5 до 6.0 МэВ хорошо согласуются с известными экспериментальными данными.

Представленный анализ демонстрирует большие возможности метода, привлекающего для расчета сечений резонансных ядерных реакций результаты ab

initio вычислений парциальных амплитуд распадных ширин. Следует подчеркнуть, что без разработки теоретической схемы, позволяющей “массово” описывать эти амплитуды, представленные расчеты и анализ в принципе невозможны.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлен “гибридный” метод, позволяющий непосредственно использовать результаты вычислений *А*-нуклонных волновых функций в рамках *ab initio* подхода для расчета полных сечений резонансных ядерных реакций, учитывая при этом интерференцию амплитуд ширин распада нескольких резонансов с совпадающими значениями J^π . Данный метод существенно расширяет возможности анализа спектров легких ядер. Например, проведенные расчеты резонансной реакции ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ указывают на то, что экспериментальный уровень 21.5 МэВ, идентифицированный ранее как 3^+ , на самом деле является уровнем 2^+ с изоспином $T = 1$.

Продемонстрированы перспективы использования метода для того, чтобы уточнять сечения ядерных реакций, которые трудно измерить экспериментально, например, сечение реакции ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ в области низких энергий. Разработанный подход позволяет теоретически различать конструктивную и деструктивную интерференцию амплитуд резонансов с одинаковыми J^π , что также позволяет уточнить интерпретацию состояний ядер, исходя из экспериментальных данных в случае реакций, идущих через интерферирующие резонансы исследуемого компаунда. Таким образом, в рамках проведенного исследования заложены основы цельного подхода, позволяющего рассчитывать сечения резонансных реакций на легких ядрах, базируясь одновременно как на надежных экспериментальных данных, так и на результатах *ab initio* вычислений энергий возбуждения и распадных ширин изучаемых ядер.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Ядерная и радиационная физика. Этап 2023–2025”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Stump, J. Braun, and R. Roth, *Phys. Rev. C* **93**, 021301 (2016).
2. P. Navratil, S. Quaglioni, I. Stetcu, and B. Barrett, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36**, 083101 (2009).
3. S. E. Koonin, D. J. Deand, and K. Langanke, *Phys. Rep.* **278**, 1 (1997).
4. T. Dytrych, K. D. Sviratcheva, C. Bahri, J. P. Draayer, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **76**, 014315 (2007).
5. A. C. Dreyfuss, K. D. Launey, T. Dytrych, J. P. Draayer, and C. Bahri, *Phys. Lett. B* **727**, 511 (2013).
6. G. Papadimitriou, J. Rotureau, N. Michel, M. P. Loszajczak, and B. R. Barrett, *Phys. Rev. C* **88**, 044318 (2013).
7. I. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. P. Vary, C. Forssen, J. Rotureau, and N. Michel, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **44**, 075103 (2017).
8. Z. H. Sun, Q. Wu, Z. H. Zhao, B. S. Hu, S. J. Dai, and F. R. Xu, *Phys. Lett. B* **769**, 227 (2017).
9. C. Pieper and R. B. Wiringa, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 53 (2001).
10. B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson, Steven C. Pieper, and R. B. Wiringa, *Phys. Rev. C* **56**, 1720 (1997).
11. R. B. Wiringa, S. C. Pieper, J. Carlson, and V. R. Pandharipande, *Phys. Rev. C* **62**, 014001 (2000).
12. H. Kummela, K. H. Luhrmann, and J. Zabolitzky, *Phys. Rep.* **36**, 1 (1978).
13. M. G. Endres, D. B. Kaplan, J.-W. Lee, and A. N. Nicholson, *Phys. Rev. A* **84**, 043644 (2011).
14. M. G. Endres, D. B. Kaplan, J.-W. Lee, and A. N. Nicholson, *Phys. Rev. A* **87**, 023615 (2013).
15. K. Orginos, A. Parreno, M. J. Savage, S. R. Beane, E. Chang, and W. Detmold, *Phys. Rev. D* **92**, 114512 (2015).
16. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, *Phys. Lett. B* **761**, 87 (2016).
17. R. Machleidt and D. R. Entem, *Phys. Rep.* **503**, 1 (2011).
18. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **66**, 014002 (2002).
19. A. M. Shirokov, J. P. Vary, A. I. Mazur, and T. A. Weber, *Phys. Lett. B* **644**, 33 (2007).
20. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **68**, 041001 (2003).
21. S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, and R. J. Perry, *Phys. Rev. C* **75**, 061001 (2007).
22. W. Leidemann and G. Orlandini, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **68**, 158 (2013).
23. R. Lazauskas, *Phys. Rev. C* **97**, 044002 (2018).
24. S. Quaglioni and P. Navratil, *Phys. Rev. C* **79**, 044606 (2009).
25. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. C* **87**, 034326 (2013).
26. P. Navratil, S. Quaglioni, G. Hupin, C. Romero-Redondo, and A. Calci, *Phys. Scr.* **91**, 053002 (2016).
27. A. Bonaccorso, F. Cappuzzello, D. Carbone, M. Cavallaro, G. Hupin, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. C* **100**, 024617 (2019).
28. M. Vorabbi, P. Navratil, S. Quaglioni, and G. Hupin, *Phys. Rev. C* **100**, 024304 (2019).
29. T. Neff and H. Feldmeier, *Int. J. Mod. Phys. E* **17**, 2005 (2008).
30. T. Neff, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 042502 (2011).
31. T. Neff and H. Feldmeier, *JPS Conf. Proc.* **23**, 012029 (2018).

32. Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **142**, 205 (2001).
33. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, J. Phys.: Conf. Ser. **966**, 012022 (2018).
34. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Lett. B **788**, 238 (2019).
35. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Chin. Phys. C **44**, 12410 (2020).
36. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **10**, 024304 (2021).
37. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **104**, 044323 (2021).
38. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, J. Phys. G.: Conf. Ser. **2586**, 012046 (2023).
39. E. Uberseder and R. J. deBoer, AZURE2 User Manual, <https://usermanual.wiki/Document/azure2manual.1252390862>.
40. P. Descouvemont and D. Baye, Rep. Prog. Phys. **73**, 036301 (2010).
41. C. R. Brune, Phys. Rev. C **66**, 044611 (2002).
42. C. W. Johnson, W. E. Ormand, K. S. McElvain, and H. Shan, arXiv: 1801.08432.
43. J. Dohet-Eraly, P. Navratil, S. Quaglioni, W. Horiuchi, G. Hupin, and F. Raimondi, Phys. Lett. B **757**, 430 (2016).
44. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. P. Vary, C. Forss'én, J. Rotureau, and N. Michel, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **44**, 075103 (2017).
45. D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. Purcell, C. G. Sheu, and H. R. Weller, Nucl. Phys. A **745**, 155 (2004).
46. S. N. Abramovich, B.Ya. Guzhovskij, V. A. Zherebtsov, A. G. Zvenigorodskij, Vop. At. Nauki i Tekhn. Ser. Yaderno-Reak. Konstanty **4/58**, 17 (1984).
47. S. Hayakawa, M. La Cognata, L. Lamia, H. Yamaguchi, D. Kahl, K. Abe, H. Shimizu, L. Yang, O. Beliuskina, S. M. Cha, K. Y. Chae, S. Cherubini, P. Figuera, Z. Ge, M. Gulino, J. Hu, et al., Astrophys. J. Lett. **915**, L13 (2021).
48. L. Lamia, M. Mazzocco, R. G. Pizzone, S. Hayakawa, M. La Cognata, C. Spitaleri, C. A. Bertulani, A. Boiano, C. Boiano, C. Broggini, A. Caciolli, S. Cherubini, G. D'Agata, H. da Silva, R. Depalo, F. Galtarossa, et al., Astrophys. J. Lett. **879**, 23 (2019).
49. T. Kawabata, Y. Fujikawa, T. Furuno, T. Goto, T. Hashimoto, M. Ichikawa, M. Itoh, N. Iwasa, Y. Kanada-En'yo, A. Koshikawa, S. Kubono, E. Miyawaki, M. Mizuno, K. Mizutani, T. Morimoto, M. Murata, et al., Phys. Rev. Lett. **118**, 052701 (2017).
50. S. Q. Hou, J. J. He, S. Kubono, and Y. S. Chen, Phys. Rev. C **91**, 055802 (2015).

CALCULATION OF CROSS SECTIONS FOR RESONANCE NUCLEAR REACTIONS BASED ON AB INITIO COMPUTATIONS OF SPECTRAL CHARACTERISTICS OF LIGHT NUCLEI LEVELS

D. M. Rodkin¹⁾, Yu. M. Tchuvil'sky¹⁾

¹⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Based on the ab initio scheme developed by the authors for calculating the asymptotic characteristics of decay channels of nuclear states — the method of orthogonal functions of cluster channels — an approach has been created that makes it possible to directly implement the results of ab initio calculations of A-nucleon wave functions, as well as the partial decay widths of resonant states of compound nucleus obtained through their use, into calculations of cross sections for resonance nuclear reactions. Both calculated and reliably measured resonance energies can be employed in these calculations. Using the examples of such a theoretical analysis of the reaction cross sections for ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ and ${}^7\text{Be}(n, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$, the efficiency of this approach and the wide prospects of its use in nuclear spectroscopy are demonstrated.