

Особенности альфа-распада высоковозбужденных состояний ядра ^{10}Be

Д. М. Родкин^{+*1)}, Ю. М. Чувильский^{+*}

⁺Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, 127055 Москва, Россия

^{*}Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына

МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2022 г.

После переработки 4 октября 2022 г.

Принята к публикации 4 октября 2022 г.

В рамках оболочечной модели без инертного кора (МОБИК) рассчитан спектр ядра ^{10}Be в широком диапазоне энергий возбуждения. Для уточнения положения уровней использована процедура экстраполяции. Вычислены ширины альфа-распада резонансных состояний этого ядра, использовался разработанный авторами метод ортогональных функций кластерных каналов, который использует волновые функции МОБИК. Теоретически предсказана уникальная для альфа-распада легких ядер мода – испускание альфа-частиц не только в канал $\alpha + ^6\text{He}$, но и в канал $\alpha + ^6\text{He}^*(2^+)$. Она характерна для состояний аномальной, но играет заметную роль и в распаде состояний нормальной четности с большим спином, причем для некоторых таких резонансов второй канал оказывается доминирующим.

DOI: 10.31857/S123456782220013, EDN: lxmjgc

Высокоточные теоретические методы описания свойств легких ядер и ядерных реакций, вызываемых их столкновениями, активно развиваются в настоящее время. Важную роль среди этих методов играют подходы, называемые *ab initio*, основанные на использовании многочастичного уравнения Шредингера с реалистическими нуклон-нуклонными потенциалами и его решении с помощью мощных компьютерных кодов на широком функциональном базисе. Одним из основных методов, описывающих структуру легких ядер, является Модель Оболочек Без Инертного Кора [1, 2]. Используемые в данном подходе реалистические NN-потенциалы могут быть получены исходя из Киральной Эффективной Теории Поля [3–5] или из данных о нуклон-нуклонном рассеянии с использованием метода обратной J -матрицы [6], в текущей работе использовался потенциал Daejeon16 [7], относящийся к потенциалам первого типа. Этот потенциал был проверен в разнообразных расчетах различных свойств ядер с массами $A \leq 16$ и доказал свою эффективность для подобных задач.

Данные теоретические подходы открывают новые перспективы исследования свойств атомных ядер, лежащих близко к границе области нуклонной стабильности. Экспериментальное изучение таких ядер

является достаточно трудной задачей, разные эксперименты нередко дают противоречивые результаты, поэтому результаты теоретических расчетов могут служить хорошим ориентиром для уточняющих экспериментов, а иногда и “третьей стороной”.

Нижние состояния легких стабильных ядер экспериментально хорошо известны. Поэтому теоретические расчеты характеристик подобных состояний могут служить для проверки качества NN-потенциала и оценки скорости сходимости результатов расчетов для изучаемого класса ядерных систем.

Модель Оболочек Без Инертного Кора (МОБИК) и подобные ей методы, однако, не приспособлены для непосредственного описания распада ядерных состояний и ядерных реакций. Для решения таких задач были предложены разные *ab initio* подходы, описывающие процесс перехода в кластерные каналы. Среди них методы, которые объединяют МОБИК и Модель Резонирующих Групп (МРГ) [8], а именно, МОБИК/МРГ [9] и Модель Оболочек Без Инертного Кора с Континуумом (МОБИКК) [10] представляются наиболее развитыми, но их область применимости оказалась довольно узкой. В частности, в рамках этих схем крайне затруднен расчет характеристик распада ядерных состояний в каналы в случаях, когда масса легкого фрагмента $A_l > 3$. Это обстоятельство не позволяет проводить с их помощью систематические исследования альфа-распада. Авторами

¹⁾e-mail: rodkindm92@gmail.com

был разработан новый подход – Метод Ортогональных Функций Кластерных Каналов (МОФКК), который использует решения МОБИК модели и базис ортогонализированных волновых функций (ВФ) кластерных каналов [11–16]. Одним из его преимуществ является то, что он позволяет обойти указанные затруднения при исследовании значительного числа ядерных систем.

В предыдущих работах в рамках МОФКК мы рассматривали каналы альфа-распада на примере резонансных состояний ${}^7\text{Li}$ [16] (в данном случае более легким фрагментом оказывается тритон) и ${}^8\text{Be}$ [14]. В последней работе были проведены расчеты энергий связи, спектра, а также ширин альфа-распада большого числа состояний положительной четности, в том числе и для высоковозбужденных состояний. В данной работе представленные результаты вычисления характеристик резонансных состояний как положительной, так и отрицательной четности существенно более системы – ядра ${}^{10}\text{Be}$ для всех возможных каналов с образованием в конечном состоянии систем ${}^4\text{He} + {}^6\text{He}(0^+)$ и ${}^4\text{He} + {}^6\text{He}(2^+)$.

Ядро ${}^{10}\text{Be}$ представляет собой довольно популярный объект теоретических исследований, хотя его чаще изучали в рамках общих исследований ядер этой массы и в основном проводились расчеты характеристик стабильных нижних состояний, а не высоколежащих резонансов. Расчеты проводились как на базе самых разнообразных кластерных моделей – [17–19], так и оболочечных *ab initio* моделей – в рамках МОБИК [20, 21] или в рамках оболочечной Монте-Карло модели [22, 23]. В рамках более простых моделей проводились расчеты плотностей [24], спектроскопических факторов [25], асимптотических нормировочных коэффициентов [26] и ширин распада в ${}^4\text{He} + {}^6\text{He}(0^+)$ -канал [27, 28]. Наиболее важные экспериментальные данные о свойствах резонансных уровней ${}^{10}\text{Be}$ базируются на анализе реакций ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}, {}^{10}\text{Be})d$, ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}, {}^6\text{He} + {}^4\text{He})d$, ${}^7\text{Li}(t, \gamma){}^{10}\text{Be}$, сводка этих данных приведена в работе [29].

В настоящей работе представлены результаты *ab initio* вычислений энергий и ширин альфа-распада состояний ядра ${}^{10}\text{Be}$. Использовались МОБИК и МОФКК соответственно. *Ab initio* расчеты ширин альфа-распада состояний этого ядра проведены впервые. Изучены различные каналы распада, включая и те, в которых ядро-остаток находится в возбужденном состоянии, т.е. его “тонкая структура”.

Кратко представим основные моменты МОФКК подхода. Более подробно данный подход изложен

в работах [14, 16]. Основным элементом данного метода является построение трансляционно-инвариантных А-нуклонных ВФ произвольного двухфрагментного кластерного канала $A = A_1 + A_2$ в виде суперпозиции детерминантов Слейтера (ДС).

Волновые функции отдельного кластерного канала c_κ выражаются в следующем виде:

$$\Psi_{A,nl}^{c_\kappa} = \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{nl}(\rho)\}_{J_cJMJT}, \quad (1)$$

где \hat{A} – антисимметризатор, $\Psi_{A_i}^{\{k_i\}}$ – трансляционно-инвариантная внутренняя ВФ фрагмента, задаваемая набором квантовых чисел $\{k_i\}$; $\varphi_{nlm}(\rho)$ – ВФ относительного движения. Волновая функция кластерного канала задается множеством квантовых чисел c_κ , которое включает в себя $\{k_1\}, \{k_2\}, n, l, J_c, J, M_J, T$, где J – полный момент, а J_c – спин канала.

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

$$\begin{aligned} ||N_{nn'}|| &= \langle \Psi_{A,n'}^{c_\kappa} | \Psi_{A,n}^{c_\kappa} \rangle = \\ &= \langle \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \Psi_{A_2}^{\{k_2\}} \varphi_{nl}(\rho) | \hat{A}^2 | \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \Psi_{A_2}^{\{k_2\}} \varphi_{n'l}(\rho) \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

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

$$\varepsilon_{\kappa,k} = \langle \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}f_l^k(\rho)\} | \hat{1} | \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\}f_l^k(\rho) \rangle; \quad (3)$$

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

В результате ВФ ортонормированного базиса канала c_κ принимают вид

$$\Psi_{A,kl}^{SD,c_\kappa} = \varepsilon_{\kappa,k}^{-1/2} | \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}f_l^k(\rho)\} \rangle; \quad (5)$$

Кластерный формфактор (КФФ), который описывает относительное движение кластеров А-нуклонной волновой функции, в форме разложения по осцилляторному базису выражается как:

$$\Phi_A^{c_\kappa}(\rho) = \sum_k \varepsilon_{\kappa,k}^{-1/2} \sum_{n,n'} B_{nl}^k B_{n'l}^k C_{AA_1A_2}^{n'l} \varphi_{nl}(\rho), \quad (6)$$

где коэффициент $C_{AA_1A_2}^{nl}$ выражается как:

$$C_{AA_1A_2}^{nl} = \langle \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{nl}(\rho)\} | \Psi_A \rangle. \quad (7)$$

Спектроскопический фактор (СФ) определяется как норма КФФ, для обсуждаемого канала c_κ его можно записать в виде

$$S_l^{c_\kappa} = \sum_k \varepsilon_k^{-1} \sum_{nn'} C_{AA_1A_2}^{ml} C_{AA_1A_2}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k. \quad (8)$$

Как и в наших предыдущих работах [15, 16], мы используем процедуру сшивки КФФ с асимптотической волновой функцией соответствующего канала. В общем случае процедура включает, во-первых, нахождение точек сшивки ρ_m , в которых логарифмические производные КФФ и функции

$$\Xi_l(\rho) = (F_l^2(\rho) + G_l^2(\rho))^{1/2}, \quad (9)$$

где $F_l(\rho)$ и $G_l(\rho)$ – регулярная и нерегулярная кулоновские функции, совпадают. Ширина резонанса рассчитывается с помощью выражения, подобного тому, которое используется в традиционной R-матричной теории:

$$\Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Xi_l(\rho_m)^{-2} (\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m))^2. \quad (10)$$

В то же время следует подчеркнуть, что наш подход отличается от традиционного R-матричного тем, что выбор точки сшивки четко определяется упомянутой процедурой, а не является подгоночным параметром.

Таким образом, КФФ в ее новом (учитывающем требование ортогональности и нормировки – см. [11, 12]) определении позволяет сшить его с асимптотической волновой функцией на относительно малых расстояниях, где влияние ядерного взаимодействия мало по сравнению с кулоновскими эффектами и обменными эффектами, порожденными антисимметризацией.

В расчетах используется базис, включающий все десятиуклонные функции вплоть до числа дополнительных квантов $N^{\max} = 10$. Его размерность – $1.34 \cdot 10^9$ детерминантов Слейтера. Таким образом, характеристики состояния положительной четности вычислялись для базисов с $N^{\max} = 0, 2, 4, 6, 8, 10$, а отрицательной четности – для $N^{\max} = 1, 3, 5, 7, 9$. Расчеты МОБИК были выполнены с помощью кода Bigstick [30], который удобен для использования на многопроцессорных вычислительных кластерах.

В наших предыдущих работах [15, 16] было показано, что даже не слишком большое отклонение расчетной энергии резонанса от экспериментальной приводит к заметному изменению расчетных значений парциальных ширин его распада. По этой причине использование экспериментальных значений резонансных энергий для расчета ширин является предпочтительным. Если они не известны, то используются теоретические результаты.

Результаты МОБИК расчетов энергий состояний ядра ^{10}Be на максимальном доступном для расчетов базисе с $N^{\max} = 10$ сходятся не полностью, поэтому в дополнение проводится процедура их экстраполяции. В данной работе использовался метод экстраполяции “A5” [31] для получения полных энергий связи состояний (ТВЕ) ядра ^{10}Be в “бесконечном” базисе МОБИК модели.

Результаты применения развитого подхода для описания спектра ^{10}Be в диапазоне вплоть до $E^* \simeq 13$ МэВ представлены в табл. 1. В расчете воспроизводятся все экспериментально наблюдаемые в этом диапазоне уровни. Имеет место хорошее соответствие между экспериментальными E_{exp}^* и теоретически рассчитанными E_{th}^* энергиями связи состояний для большинства известных экспериментально уровней, со средней точностью в несколько сотен кэВ. Исключение составляет уровень 0_2^+ , для которого $E_{\text{exp}}^* - E_{\text{th}}^* = 1.75$ МэВ. За счет этой большой разницы возникает “инверсия” – изменение последовательности уровней по сравнению с экспериментальной. Формально в исследованной области энергий есть еще один пример инверсии уровней 10.15 и 10.57 МэВ. Однако в соответствии как с расчетными, так и с экспериментальными данными эти уровни лежат очень близко друг к другу. Для низколежащих уровней качество описания несколько выше, чем для высоколежащих. Характерным является превышение экспериментальных значений энергий связи над теоретическими, но это вызвано, по всей видимости, не с недостатками экстраполяционной процедуры, а со свойствами используемого NN-потенциала. Для основного состояния ^{10}Be разница составляет всего 53 кэВ. Столь высокая точность описания полных энергий связи нуклонно-стабильных ядер является характерной для потенциала Daejeon16. Расчеты указывают на существование в исследованном диапазоне значительного количества теоретически рассчитанных уровней, которым не находится явного соответствия. Для нескольких экспериментальных уровней, спин которых, согласно [29], определен недостаточно надежно (отмечены в табл. 1 индексом ^a), наши расчеты подтверждают корректность его идентификации. Единственному в данном диапазоне состоянию с энергией $E^* = 11.23$ МэВ с не идентифицированным спином, а также и неточно определенной шириной распада можно, по всей видимости, поставить в соответствие полученный в расчетах уровень 0_4^+ , фоном для которого является сильно перекрывающееся с ним чрезвычайно широкое (и, поэтому, не выделенное при анализе экспериментов) состояние 0_3^+ (см. ниже табл. 2).

Отсутствие в спектроскопических таблицах девяти полученных нами уровней (столбцы 4 и 5 табл. 1) может быть объяснено, хотя и предположительно, вполне естественными причинами. За исключением состояния 0_1^- , для всех уровней аномальной четности открыты либо s -, либо p -волновые нейтронные каналы распада, а для таких каналов характерны большие парциальные ширины, которые сильно затрудняют наблюдение таких резонансов. Для 0_1^- характерна противоположная ситуация – он распадается лишь в нейтронный d -волновой канал с, очевидно, весьма малой шириной. Малая ширина (см. ниже табл. 2) является препятствием для обнаружения также и для состояния 4_1^+ . Менее надежным представляется объяснение отсутствия в спектре состояния 2_4^+ . Возможно, оно, так же как и большинство других, обладает большой нейтронной шириной и перекрывается с состоянием 2_5^+ .

Сравнение результатов вычислений спектра уровней ядра ^{10}Be в представленном *ab initio* подходе с результатами расчетов в моделях с инертным кором демонстрирует более высокое качество описания экспериментальных данных в первом случае. Так, в работе [28] был проведен расчет спектра обсуждаемого ядра. Кором служила система ^4He , осцилляторный базис был ограничен однонуклонными функциями p - и $(2s - 1d)$ -оболочек. Использовался феноменологический гамильтониан из работы [32]. Наборы уровней в данном диапазоне энергий, полученные в двух подходах, почти совпадают. Однако феноменологический подход порождает два не наблюдаемых уровня в нижней, хорошо исследованной части спектра, и приводит к появлению нескольких случаев инверсии.

Основной целью данной работы является изучение альфа-распада резонансных состояний ^{10}Be в рамках *ab initio* подхода. В первую очередь исследованы процессы распада в канал $\alpha + ^6\text{He}(0^+)$. Он открыт для достаточно высоко лежащих состояний, его экспериментально измеренная пороговая энергия $Q = -7.4133$ МэВ. Также в него не могут распадаться состояния аномальной четности. Таким образом, вплоть до энергии возбуждения ~ 13 МэВ остается довольно небольшой список распадающихся в этот канал резонансов, представленный в табл. 2. Как указано выше, в вычислениях ширин мы предпочитали использовать, по возможности, известные экспериментальные значения энергии испускания α -частиц $E_{\text{exp}}^{\text{He}}$. Для остальных случаев (они помечены в табл. 2 индексом b) расчеты ширин были проведены для теоретически рассчитанных значений $E_{\text{th}}^{\text{He}}$.

В верхней части исследуемого спектра альфа-распад состояний ^{10}Be имеет тонкую структуру –

Таблица 1. Сравнение теоретического и экспериментального спектров ядра ^{10}Be

J^π	TBE_{th}	E_{th}^*	TBE_{exp}	E_{exp}^*
0_1^+	65.030	0.00	64.977	0.00
2_1^+	61.302	3.72	61.609	3.37
0_2^+	60.599	4.43	58.797	6.18
1_1^-	59.160	5.87	59.017	5.96
2_2^+	58.749	6.28	59.018	5.96
2_1^-	58.535	6.49	58.713	6.26
3_1^-	57.314	7.71	57.606	7.37
2_3^+	56.531	8.49	57.435	7.54
1_1^+	56.322	8.71	—	—
2_2^-	55.935	9.09	—	—
4_1^+	55.398	9.63	—	—
2_4^+	55.187	9.84	—	—
3_1^+	55.068	9.96	—	—
4_1^-	55.033	9.99	55.707	9.27 ^a
2_5^+	54.684	10.34	55.417	9.56
1_2^-	53.895	11.13	54.455	10.57 ^a
3_2^-	53.821	11.21	54.827	10.15
2_3^-	53.579	11.45	—	—
1_2^+	53.327	11.70	—	—
0_1^-	53.020	12.01	—	—
0_3^+	52.843	12.18	—	—
0_4^+	52.798	12.23	53.798	11.23
4_2^+	52.505	12.52	53.218	11.76 ^a
5_1^-	52.296	12.73	53.047	11.93 ^a

он может проходить не только в канал $\alpha + ^6\text{He}(0^+)$, но и в канал $\alpha + ^6\text{He}^*$ ($E^* = 1.797$ МэВ, $J^\pi = 2^+$). Особенности этого канала являются более высокая пороговая энергия – 9.055 МэВ, а также то, что в этот канал могут распадаться состояния аномальной четности. Результаты расчетов парциальных ширин распада резонансов в этот канал также представлены в табл. 2.

В последнем столбце табл. 2 приведены измеренные к настоящему времени полные ширины распада резонансных состояний $\Gamma_{\text{exp}}^{\text{tot}}$, представленные в таблицах работы [29], а также основные моды распада. Эти ширины включают в себя парциальные ширины как альфа-распада, так и нейтронные, соотношения между которыми неизвестны. Это затрудняет прямое сравнение полученных нами результатов с экспериментальными. Можно, однако, указать, что ни в одном из случаев полученная нами парциальная ширина альфа-распада не превышает полную. С другой стороны, отсутствие в спектроскопических таблицах ссылки на наличие нейтронного распада какого-либо уровня, по нашему мнению, не означает недооценку в расчетах ширины альфа-распада, поскольку экспе-

Таблица 2. Энергии распада (МэВ), спектроскопические факторы (SF), парциальные ширины распада (кэВ) в каналы $\alpha + ^6\text{He}$ и $\alpha + ^6\text{He}^*$, характеризующиеся угловым моментом l и спином канала S резонансных состояний ^{10}Be

J^π	E^{He}	$l(S)$	SF	Γ^{He}	E^{He^*}	$l(S)$	SF	Γ^{He^*}	Decay $\Gamma_{\text{exp}}^{\text{tot}}$
2_3^+	0.13	2(0)	0.344	0.0002	-1.67	—	—	—	n, α 6.3 ± 0.8
2_2^-	—	—	—	—	0.035 ^b	1(2) 3(2)	0.0058 0.413	$8.8 \cdot 10^{-12}$ $7.4 \cdot 10^{-14}$	—
4_1^+	2.37 ^b	4(0)	0.246	8.8	0.572 ^b	2(2) 4(2)	0.529 0.072	4.77 $6 \cdot 10^{-4}$	—
2_4^+	2.58 ^b	2(0)	0.067	18.1	0.783 ^b	0(2) 2(2) 4(2)	0.130 0.108 0.171	63.5 4.29 $6.7 \cdot 10^{-3}$	—
3_1^+	—	—	—	—	0.902 ^b	2(2) 4(2)	0.561 0.556	13.55 0.011	—
4_1^-	—	—	—	—	0.061	3(2) 5(2)	0.652 0.043	$3.6 \cdot 10^{-9}$ $1.2 \cdot 10^{-16}$	n 150 ± 20
2_5^+	2.15	2(0)	0.027	25.3	0.351	0(2) 2(2) 4(2)	0.0019 0.089 0.0038	0.031 0.025 $2.6 \cdot 10^{-7}$	n, α 141 ± 10
1_2^-	3.11	1(0)	0.232	892	1.31	1(2) 3(2)	0.0417 0.005	20.5 0.063	—
3_2^-	2.74	3(0)	0.269	71.8	0.941	1(2) 3(2) 5(2)	0.065 0.112 0.095	15 0.345 $1.2 \cdot 10^{-4}$	α 296 ± 15
2_3^-	—	—	—	—	2.39 ^b	1(2) 3(2)	0.122 0.024	107 0.285	—
1_2^+	—	—	—	—	2.64 ^b	2(2)	0.017	5.55	—
0_3^+	3.77	0(0)	0.161	764	1.97	2(2)	0.200	145	—
0_4^+	3.77	0(0)	0.059	216	1.97	2(2)	0.054	20.4	α 200 ± 80
4_2^+	4.35	4(0)	0.389	42.2	2.55	2(2) 4(2)	0.0013 0.461	0.728 2.68	α 121 ± 10
5_1^-	4.52	5(0)	0.118	2.21	2.72	3(2) 5(2)	0.722 0.115	136 0.102	α 200 ± 80

риментальное измерение парциальных ширин распада в нейтронные каналы является значительно более трудной задачей, чем измерение ширин альфа-распада.

Весьма интересными представляются результаты исследования распада $^{10}\text{Be} \rightarrow \alpha + ^6\text{He}^*(2^+)$. Оказывается, что ширины распада некоторых состояний аномальной четности не малы (> 10 кэВ), а в случае резонанса 2_3^- эта величина достигает 107 кэВ. Таким образом, обсуждаемый процесс доступен для экспериментального наблюдения.

Полученные в данной работе результаты указывают на еще более интересный эффект – конкуренцию двух обсуждаемых мод распада состояний нормальной четности. Несмотря на существенно меньшую по сравнению с каналом $\alpha + ^6\text{He}(0^+)$ энергию

вылетающих α -частиц, в ряде примеров эта мода вносит существенный вклад в полную ширину распада, а для состояния 5^- – доминирует. Причиной этого являются, очевидно, более низкие центробежные барьеры, характерные для распада высокоспиновых резонансов в этот канал. В итоге перспективы наблюдения тонкой структуры распада таких состояний представляются хорошими. Отметим еще, что из-за высокого центробежного барьера в нейтронном канале, очевидно, можно утверждать, что нейтронная ширина распада состояния 5^- достаточно мала. Следовательно, именно учет парциальной ширины распада в канал $\alpha + ^6\text{He}^*$ приводит в соответствие расчетные и экспериментальные данные.

Сравнение результатов расчета спектроскопических факторов и ширин альфа-распада, полученных

в феноменологических схемах (в частности, в подходе работы [28]) приводит к следующим выводам. В значительном числе случаев спектроскопические факторы отличаются в несколько раз. Расчеты парциальных ширин в рамках обычной R-матричной схемы базируются на данных о спектроскопических факторах и значениях одночастичных приведенных ширин в точке сшивки (на радиусе канала r_c). Выясним различия нашего подхода и таких схем на простом примере, когда ядерная часть потенциала взаимодействия фрагментов распада выбирается в виде прямоугольной ямы. В таком случае парциальная ширина равняется:

$$\Gamma = 2kP_l\gamma^2 = 2kP_lSF\gamma_0(r_c)^2, \quad (11)$$

где k – волновой вектор относительного движения, P_l – проницаемость барьера, $\gamma_0(r_c)$ – одночастичная приведенная ширина. При этом одночастичная приведенная ширина записывается как

$$\gamma_0(r_c)^2 = \frac{\hbar^2}{M_c r_c} \frac{1}{2} r_c^3 (\Phi_A^{c_k}(r_c))^2 \approx \frac{\hbar^2}{M_c r_c}. \quad (12)$$

Несколько примеров, позволяющих сравнить результаты таких упрощенных расчетов ширин альфа-распада состояний 2_5^+ , 0_3^+ , 4_2^+ и 5_1^- в канал ${}^4\text{He} + {}^6\text{He}$ с полученными в рамках последовательного расчета, включающего в себя процедуру сшивки кластерного формфактора с асимптотической волновой функцией в точке совпадения логарифмических производных, приведены в табл. 3. Энергии распада и спектроскопические факторы для всех схем вычисления – фиксированы. Величины, соответствующие выбору радиуса канала r_c в этой точке помечены индексом 1, а в точке $r_c = 6$ фм – эта точка была выбрана в работе [28] в результате подгонки полного набора известных ширин распада состояний ядра ${}^{10}\text{Be}$ – индексом 2. Как видно из таблицы 3, применение упрощенной схемы для каналов с малым орбитальным моментом $l = 0 \div 2$ приводит к удовлетворительным результатам. Для каналов с большим орбитальным моментом $l = 4.5$ эта упрощенная схема дает завышенные результаты при корректном выборе значения радиуса канала – без процедуры подгонки приближение (12) оказывается грубым.

Однако еще большее влияние на результаты расчета ширин альфа-распада высокоспиновых состояний оказывает отклонение точки сшивки КФФ и асимптотической функции в рамках процедуры подгонки. Действительно, в представленных примерах точка сшивки $r_c = 6$ фм находится в районе внешней точки поворота, где значение $\Xi_l(\rho_m)^{-2}$ становится

Таблица 3. Результаты расчета ширин альфа-распада ядра ${}^{10}\text{Be}$ для различных схем сшивки, r_c (фм) Γ_i (кэВ)

J^π	SF	r_1	Γ_{He}	Γ_{He}^1	Γ_{He}^2
2_5^+	0.027	3.74	25.3	18.6	33.94
0_3^+	0.161	3.66	764	793	532
4_2^+	0.388	4.02	42.2	110	477
5_1^-	0.118	4.08	2.21	5.73	61.2

очень большим. В итоге, при подгонке радиуса канала под экспериментальные данные, относящиеся к состояниям с большим спином, могут возникать резкие искажения реальной картины распада.

Перечислим основные результаты проведенных исследований.

1. В рамках МОБИК с использованием потенциала Daejeon16 проведены *ab initio* расчеты спектра системы ${}^{10}\text{Be}$ вплоть до энергии возбуждения ~ 13 МэВ. В расчете успешно воспроизводятся все наблюдаемые в этом диапазоне уровни и, почти точно, их последовательность. Предсказывается существование еще нескольких уровней.

2. Впервые проведены *ab initio* вычисления ширин альфа-распада всех полученных состояний этого ядра. Для этого были изучены все открытые каналы альфа-распада этих состояний. Использовался разработанный для задач такого рода Метод Ортогональных Функций Кластерных Каналов.

3. Изучены ширины канала распада $\alpha + {}^6\text{He}^*(2^+)$, включая и распад состояний аномальной четности, а также тонкая структура альфа-распада высоковозбужденных состояний нормальной четности ядра ${}^{10}\text{Be}$. Показано, что ширина распада некоторых резонансов в этот канал, несмотря на существенно меньшую по сравнению с каналом $\alpha + {}^6\text{He}(0^+)$ энергию вылетающих α -частиц, не мала. Для определенных состояний нормальной четности эта мода распада вносит существенный вклад в полную ширину распада, а для состояния 5^- – доминирует. Обнаруженный эффект доступен для экспериментального наблюдения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-22-00096, <https://rscf.ru/project/22-22-00096/>.

Авторы выражают благодарность А. М. Широкову, А. И. Мазуру и И. А. Мазуру за предоставленный ими NN-потенциал Daejeon16 и К. В. Джонсону за его высокопроизводительный оболочечный код Bigstick и консультации, касающиеся его применения в расчетах МОБИК.

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. R. Machleidt and D. R. Entem, *Phys. Rep.* **503**, 1 (2011).
4. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **66**, 014002 (2002).
5. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **68**, 041001 (2003).
6. A. M. Shirokov, J. P. Vary, A. I. Mazur, and T. A. Weber, *Phys. Lett. B* **644**, 33 (2007).
7. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, *Phys. Lett. B* **761**, 87 (2016).
8. J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **52**, 1107 (1937).
9. S. Quaglioni and P. Navratil, *Phys. Rev. C* **79**, 044606 (2009).
10. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. C* **87**, 034326 (2013).
11. Д. М. Родкин, Ю. М. Чувильский, *Письма в ЖЭТФ* **108**(7), 459 (2018).
12. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *J. Phys.: Conf. Ser.* **966**, 012022 (2018).
13. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Lett. B* **788**, 238 (2019).
14. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Chin. Phys. C* **44**, 12410 (2020).
15. D. M. Rodkin, Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **103**, 024304 (2021).
16. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **104**, 044323 (2021).
17. Y. Kanada-En'yo, H. Horiuchi, and A. Dote, *Phys. Rev. C* **60**, 064304 (1999).
18. N. Itagaki, S. Hirose, T. Otsuka, S. Okabe, and K. Ikeda, *Phys. Rev. C* **65**, 044302 (2002).
19. P. Descouvemont and N. Itagaki, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2**, 023D02 (2020).
20. E. Caurier, P. Navratil, W. Ormand, and J. Vary, *Phys. Rev. C* **66**, 024314 (2002).
21. P. Navratil and W. Ormand, *Phys. Rev. C* **68**, 034305 (2003).
22. L. Liu, *Chin Phys. Lett.* **31**(8), 082102 (2014).
23. L. Liu, T. Otsuka, N. Shimizu, Y. Utsuno, and R. Roth, *J. Phys.: Conf. Ser.* **445**, 012005 (2013).
24. V. K. Lukyanov, D. N. Kadrev, E. V. Zemlyanaya, K. Spasova, K. V. Lukyanov, A. N. Antonov, and M. K. Gaidarov, *Phys. Rev. C* **91**, 034606 (2015).
25. J. Li, C. Bertulani, and F. Xu, *Phys. Rev. C* **105**, 024613 (2022).
26. N. Timofeyuk, *Phys. Rev. C* **88**, 044315 (2013).
27. Yu. M. Tchuvil'sky and A. Volya, *JPS Conf. Proc.* **6**, 030055 (2015).
28. A. Volya and Yu. M. Tchuvil'sky, *Physics of Atomic Nuclei* **79**, 5, 772 (2016).
29. D. R. Tilley, J. H. Kelleys, J. L. Godwinac, D. J. Millener, J. E. Purcellae, C. G. Sheuac, and H. R. Wellerac, *Nuclear Physics A* **745**, 155 (2004).
30. C. W. Johnson, W. E. Ormand, K. S. McElvain, and H. Shan, arXiv: 1801.08432 (2018).
31. 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).
32. Y. Utsuno and S. Chiba, *Phys. Rev. C* **83**, 021301 (2011).