

Размеры нейтрон-протонного гало нуклонно-стабильных состояний ядра ${}^6\text{Li}$

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 3 мая 2023 г.
После переработки 23 июня 2023 г.
Принята к публикации 30 июня 2023 г.

Представлены результаты теоретического исследования материального, нейтронного и протонного радиусов нуклонно-стабильных состояний ядра ${}^6\text{Li}$ 1^+ и 0^+ на основе оболочечной модели без инертного кора, а также их сравнительного анализа с радиусами 0^+ состояния ядра ${}^6\text{He}$. Для повышения точности вычислений использована разработанная авторами двумерная процедура экстраполяции. Предложено и обосновано новое определение количественной меры, позволяющее описывать свойства гало, образованного слабосвязанными нейтроном и протоном в рамках A -нуклонной задачи. На этой основе впервые проведены вычисления размеров гало указанных состояний ${}^6\text{Li}$. Продемонстрирована близость размеров их гало и двухнейтронного гало ${}^6\text{He}$. Тем самым получено хорошо обоснованное дополнительное свидетельство наличия у обсуждаемых состояний ${}^6\text{Li}$ нейтрон-протонного гало.

DOI: 10.31857/S1234567823150016, EDN: hvyizx

В последние десятилетия ядерное гало является чрезвычайно популярным объектом экспериментальных и теоретических исследований. Этим термином обозначают область малой плотности вещества на поверхности ядер. Эффект гало порождается наличием в конкретном ядерном состоянии одного, двух, а иногда и большего числа слабосвязанных нейтронов и/или протонов. Его не следует путать с эффектом нейтронной “шубы” (“кожи” – *neutron skin*), который естественным образом возникает в ядрах за счет избытка нейтронов. Признаками наличия у ядра гало, проявляющимися в экспериментах, являются: большие сечения кулоновского развала и узкие импульсные распределения его продуктов (именно эти особенности, описанные в статье [1], породили концепцию гало), большая вероятность передачи нуклонов гало другому ядру [2], специфические свойства гамма- и бета-переходов между состояниями, обладающими гало-структурой и переходами в ситуациях, когда одно из состояний (начальное или конечное) имеет такую структуру, а другое – не имеет [3–6].

Теоретические схемы, предназначенные для описания данного эффекта, весьма разнообразны. Наиболее просто количественные характеристики одно- и двухнуклонного гало интерпретируются в схемах, динамика которых описывается взаимодействием ко-

ра как целого с нуклоном (нуклонами) и нуклонов между собой. Эти схемы различаются выбором потенциала кор–нуклон, используются, в основном, две концепции построения такого потенциала: потенциал с отталкиванием на малых расстояниях [7] и потенциал с запрещенными состояниями [8, 9]. Среди подходов, использующих потенциалы второго типа, встречаются и полумикроскопические схемы, в которых кор рассматривается как система нуклонов и после вариационной процедуры проводится антисимметризация внешних и внутренних нуклонов [10, 11].

Современная теория легких ядер шаг за шагом переходит к описанию свойств этих ядер с помощью полностью микроскопических методов, рассматривающих ядро как систему взаимодействующих нуклонов-фермионов, причем используются реалистические, полученные, в частности, в рамках киральной эффективной теории поля (КЭТП, ChEFT) (см., например, [12]) NN-взаимодействия. Такие подходы выделяются термином *ab initio*. В рамках этих подходов получено высококачественное описание полных энергий связи (ПЭС) ядер массы $A \leq 16$, энергий их нижних уровней, моментов и некоторых электромагнитных переходов в них.

По сравнению с перечисленными характеристиками возможности *ab initio* описания размерных параметров ядер существенно ограничены. Дело в том, что задача высокоточного *ab initio* расчета размер-

¹⁾e-mail: rodkindm92@gmail.com

ных параметров ядер качественно отличается от задачи расчета их ПЭС. Размеры ядер во многом определяются дальнедействующими корреляциями нуклонов, а ПЭС ядер определяется главным образом взаимодействием между нуклонами на меньших расстояниях. Следствием этого является, во-первых, трудность достижения сходимости результатов расчета радиусов ядер на базисах, доступных современным компьютерам. Это, в свою очередь, вынуждает использовать более сложные и менее надежные процедуры экстраполяции результатов на большие размеры функционального базиса. Еще более серьезной является вторая проблема. В отличие от закономерной тенденции монотонного изменения энергии связи с увеличением размера базиса сходимость ядерных радиусов не является монотонной. Поэтому высокоточные исследования эффектов гало в настоящее время в основном сосредоточены на “каноническом” ядре этого типа – ${}^6\text{He}$.

Список работ, посвященных расчету нижнего состояния ${}^6\text{He}$, очень велик. Наиболее важные из них – [13–26] – основаны на большом разнообразии *ab initio* схем. Различные теоретические подходы с использованием метода Монте-Карло [13, 14, 18, 24], метода гиперсферических гармоник [17], метода связанных кластеров [26] и др. используются в этих работах. Наиболее заметную роль среди этих схем играют различные версии оболочечной модели без инертного кора (NCSM, МОБИК). Вычисления МОБИК и подобные им расчеты в модели взаимодействующих конфигураций без инертного кора (NCC1, МВКБИК) [22, 23] материальных и зарядовых радиусов вместе с расчетами ПЭС выполняются с использованием реалистических NN- [19] и NN + 3N- [15, 21, 24] взаимодействий. Помимо них, использовалась адаптированная к SU(3)-симметрии версия МОБИК [20], МОБИК с $(\alpha + 2n)$ континуумом (NCSMC, МОБИКК) [25]. Среди этих работ есть и статья авторов [27], в которой предложена новая и, на наш взгляд, весьма удачная схема двумерной экстраполяции размерных параметров ядра ${}^6\text{He}$.

Интересной проблемой представляется *ab initio* исследование гало (т.е. области малой нуклонной плотности) другой нуклонно-стабильной шестинуклонной системы – ${}^6\text{Li}$. Косвенные признаки наличия в ${}^6\text{Li}$ гало (в данном случае нейтрон-протонного) представлены, в частности, в работах [3–6]. Этой системе посвящено множество *ab initio* исследований. Изучались и его размерные параметры: материальный, зарядовый и нейтронный радиусы [16, 28–36]. В то же время весьма актуальный для интерпрета-

ции упомянутых выше экспериментальных результатов вопрос о том, как определить величину нейтрон-протонного гало легкой системы с $N = Z$, не был до сих пор решен из-за тождественности нуклонов кора и гало. Не вносит ясности и привлечение результатов экспериментальных измерений. Если для относительно тяжелой системы количественной мерой величины гало может служить разность между материальными радиусами экзотического ядра и ядра-кора, то для гало, масса которого лишь в 2–4 раза меньше массы остова, существенную роль играет движение центра масс кора–объем, в котором движутся нуклоны остова, оказывается заметно больше измеренного или вычисленного объема ядра-кора. В случае, например, нейтронно-избыточного ядра ${}^6\text{He}$ проблема решается, поскольку этот объем можно с хорошей точностью отождествить с объемом, соответствующим зарядовому радиусу, но для нейтрон-протонного гало такой метод неприменим.

В настоящей работе мы ставим задачу количественного исследования размерных характеристик слабосвязанных нуклонов в нуклонно-стабильных состояниях ${}^6\text{Li}$ и сравнения их с характеристиками гало основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ описание которых представлено нами в работе [27]. Для этих расчетов использованы методы и приемы, во всех деталях аналогичные представленным в работе [27].

Кратко опишем эти методы. Мы исходим из одного из наиболее надежных и обоснованных *ab initio* подходов – M-схемы МОБИК. В качестве потенциала использовался потенциал Daejeon16 [37], построенный с использованием N3LO приближения КЭТП [38], смягченного с помощью преобразования ренорм-группы (SRG) [39]. Этот потенциал относится к категории “глобальных”, т.е. он был построен для расчета всевозможных характеристик ядер с массами $A \leq 16$ и проверен в рамках крупномасштабных расчетов ПЭС, энергий связи нуклонов и кластеров, энергий возбуждения, радиусов, моментов ядерных состояний, ширин распада резонансов и приведенных вероятностей электромагнитных переходов. Эти тесты показали, что такие характеристики в целом хорошо воспроизводятся. Расчеты МОБИК проводились с использованием кода Bigstick [40]. Осцилляторные базисы в этих расчетах ограничены значениями параметра обрезания $N_{\text{max}}^* \leq 14$. Для уточнения результатов расчета радиусов использовалась упомянутая выше двумерная процедура экстраполяции. Объектом экстраполяции является форма поверхности значений каждого из радиусов на плоскости $(N_{\text{max}}^*, \hbar\omega)$, и обе эти координаты содержатся в экстраполированной формуле.

Начнем описание экспериментальной ситуации и разработанного подхода с терминологии. Как и в большинстве современных работ, среднеквадратичные радиусы точечных нуклонов – параметры, характеризующие распределения всех нуклонов (ядерной материи) $r_m \equiv (\bar{r}_m^2)^{1/2}$, а также нейтронов r_n и протонов r_p . Последний параметр получается из измеренного зарядового радиуса r_{ch} с использованием выражения, приведенного в [41]:

$$r_p^2 = r_{ch}^2 - R_p^2 - (N/Z)R_n^2 - 3\hbar^2 c^2/4(M_p c^2) - r_{so}^2. \quad (1)$$

Здесь R_p^2 и R_n^2 – среднеквадратичные зарядовые радиусы протона и нейтрона, $3\hbar^2 c^2/4(M_p c^2)$ – релятивистская поправка Дарвина–Фолди, а r_{so}^2 – спин-орбитальная поправка к плотности ядерного заряда. Обычно выбирают следующие значения: $R_n^2 = -0.1161 \text{ фм}^2$, $3\hbar^2 c^2/4(M_p c^2) = 0.033 \text{ фм}^2$, $r_{so}^2 = 0.08 \text{ фм}^2$. Значение R_p , согласно базе данных Particle Data Group [42], составляет $0.877(7)$ фм. Именно эта величина используется при обработке результатов измерений для получения точечных ядерных радиусов. Однако это значение также было точно определено из спектроскопии мюонного атома водорода [43], оно оказалось $0.84184(67)$ фм. Следовательно, используя эти два значения для R_p , можно получить два разных значения r_p . Материальный радиус r_m извлекается непосредственно из дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов при больших переданных импульсах с использованием теории многократного рассеяния Глаубера. Радиус r_n недоступен для измерения и поэтому рассчитывается с помощью выражения

$$Ar_m^2 = Zr_p^2 + Nr_n^2. \quad (2)$$

В расчетах МОБИК используется универсальный подход, позволяющий вычислить все три размерных параметра. После вычисления энергии связи и волновой функции состояния рассчитываются материальный, нейтронный и протонный радиусы для точечных нуклонов. В оболочечной модели квадрат радиуса соответствующей системы определяется как

$$r_{m(n,p)}^2 = (1/N_{A(N,Z)}) \sum_i (\bar{r}_{m(n,p),i} - \bar{r}_{cm})^2,$$

где $\bar{r}_{cm} = (1/N_A) \sum_i \bar{r}_{m,i}$ Среднеквадратичный радиус принимает вид

$$\begin{aligned} \bar{r}_{m(n,p)}^2 = & -\frac{4}{N_A \cdot N_{A(N,Z)}} \langle \Psi_A | \sum_{i<j} \bar{r}_{m(n,p),i} \bar{r}_{m,j} | \Psi_A \rangle + \\ & + \langle \Psi_A | r_{cm}^2 | \Psi_A \rangle + \frac{N_A - 2}{N_A \cdot N_{A(N,Z)}} \langle \Psi_A | \sum_i r_{m(n,p),i}^2 | \Psi_A \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $N_{A(N,Z)}$ обозначает число нуклонов A (или нейтронов N , или протонов Z) в системе

$$\langle \Psi_A | r_{cm}^2 | \Psi_A \rangle = \frac{3(\hbar c)^2}{2mc^2 \hbar \omega N_A}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_A | \sum_i \bar{r}_i^2 | \Psi_A \rangle = & \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \times \\ & \times \sum_{k_a, k_b} \text{OBTD}(k_a, k_b, \lambda=0) \langle k_a || r^2 || k_b \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

и

$$\begin{aligned} \langle \Psi_A | \sum_{i<j} \bar{r}_i \bar{r}_j | \Psi_A \rangle = & \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \sum_{k_a \leq k_b, k_c \leq k_d, J_0} \langle k_a k_b J_0 || \\ & \bar{r}_1 \bar{r}_2 || k_c k_d J_0 \rangle \cdot \text{TBTD}(k_a, k_b, k_c, k_d, J_0). \end{aligned} \quad (6)$$

Входящие в эти формулы одночастичные и двухчастичные переходные плотности (OBTD) и (TBTD) выражаются через матричные элементы произведений фермионных операторов вторичного квантования:

$$\text{OBTD}(k_a, k_b, \lambda=0) = \langle \Psi_A | [a_{k_a}^+ \otimes \tilde{a}_{k_b}]^{\lambda=0} | \Psi_A \rangle. \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{TBTD}(k_a, k_b, k_c, k_d, J_0) = & \langle \Psi_A | [a_{k_a}^+ \otimes a_{k_b}^+]_{J_0} \otimes \\ & \otimes [\tilde{a}_{k_c} \otimes \tilde{a}_{k_d}]_{J_0}]^{\lambda=0} | \Psi_A \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

где $k_i \equiv \{n_i, l_i, m_i\}$ – набор квантовых чисел отдельного нуклона, \otimes – знак тензорного произведения (ТП), а величины J_0 и λ определяют ранг ТП соответствующих операторов.

МОБИК расчеты радиусов дополняются предложенной нами ранее в работе [27] процедурой двумерной экстраполяции, детальное описание которой можно найти в работе [27]. Для ее реализации мы использовали обычный метод хи-квадрат, реализованный в общедоступном пакете минимизации TMinuit, который включен в среду анализа данных ROOT CERN с открытым исходным кодом. Использовались три значения N_{\max}^* : 10, 12 и 14. Включение в базу входных данных экстраполяции меньших значений N_{\max}^* , для которых вообще не проявляется стабильность значения радиусов, естественно, может лишь понизить качество результатов. Как известно из работ [19, 22, 44] и подтверждено нашими расчетами при уменьшении N_{\max}^* значения радиусов растут при малых $\hbar\omega$ значительно быстрее, чем убывают при больших $\hbar\omega$. Чтобы учесть это, используется несколько вариантов неравномерной сетки по параметру $\hbar\omega$, точно таких же, как представленные в

[27]. Оптимальным результатом считался тот, который соответствует наименьшему значению χ^2 .

Данная методика использовалась для расчета размерных характеристик нижнего 1^+ и возбужденного 0^+ состояний ядра ${}^6\text{Li}$. Второе из них является нуклонно-стабильным в силу запрета по четности распада в открытый канал $\alpha + d$. Результаты теоретических расчетов показывают практически полную симметрию пространственного распределения нейтронов и протонов. Разность $r_p - r_n$ составляет $\sim 0.02 \div 0.04$ фм. Радиус возбужденного состояния 0^+ несущественно больше радиуса состояния 1^+ . Значения размерных характеристик обсуждаемых уровней в рамках экстраполяционной процедуры, а также значения ПЭС приведены в табл. 1.

Таблица 1. Рассчитанные значения ПЭС, материального, нейтронного и протонного радиусов нижнего 1^+ и возбужденного 0^+ состояний ядра ${}^6\text{Li}$ (фм)

	1^+	0^+
r_m	2.422	2.467
r_n	2.411	2.443
r_p	2.438	2.502
E_{tot}	32.06	28.90

Экспериментальные данные о пространственных характеристиках исследуемых состояний ${}^6\text{Li}$ весьма ограничены. Для нижнего состояния хорошо промерен зарядовый радиус, данных о размерах возбужденного состояния 0^+ нет. Результаты различных измерений зарядового радиуса основного состояния ${}^6\text{Li}$, а также извлеченного из этих данных с помощью выражения (1) с использованием значения $R_p = 0.877(7)$ фм радиуса распределения протонов r_p приведены в табл. 2. Эти результаты хорошо согласованы между собой. В итоге результат вычисления радиуса r_p с потенциалом Daeyeon16 оказывается близким к экспериментальным данным. Экспериментальное значение материального радиуса основного состояния ядра приведено в работе [48]: $r_m = 2.09 \pm \pm 0.02$ фм. Принимая во внимание тот факт, что представленный в данной работе подход, базирующийся на *ab initio* вычислениях, хорошо воспроизводит зарядовый радиус ядра ${}^6\text{Li}$ и радиус системы точечных протонов, а также указанную выше близость размеров протонной и нейтронной систем, есть серьезные основания рассматривать этот результат как сомнительный. Дополнительным косвенным подтверждением этого вывода служит то, что используемый в данной работе метод дал для материального радиуса ядра ${}^6\text{He}$ результаты, хорошо согласованные с экспериментальными [27].

Таблица 2. Экспериментальные значения зарядового и протонного радиуса основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ (фм). Протонный радиус получен с использованием радиуса протона R_p из [42]

	[45]	[46]	[47]	[1]
r_{ch}	2.51(4)	2.49(4)	2.55(4)	2.56(10)
r_p	2.365	2.344	2.407	2.418

Представленные выше экспериментальные данные и результаты вычислений демонстрируют, что обсуждаемые состояния имеют большие для столь легких ядер размеры. Имея ввиду, что остовом в этой системе служит весьма компактное и жесткое ядро ${}^4\text{He}$, эти данные можно рассматривать как дополнительное (косвенное, качественное) указание на наличие у этих состояний нейтрон-протонного гало.

Вернемся к обозначенной во вводной части проблеме определения меры нейтрон-протонного гало. Ее, естественно, бессмысленно определять по аналогии со случаем ${}^6\text{He}$ как разность нейтронного и протонного радиусов. Тем не менее, для количественной оценки размеров гало состояний ${}^6\text{Li}$ воспользуемся результатами работы [27], в которой размерные параметры ядра ${}^6\text{He}$ вычислены аналогичным вплоть до мелких деталей методом. В таблице 3 приведены их значения, полученные с помощью экстраполяционной процедуры. Заметим, что материальные радиусы всех трех обсуждаемых шестинуклонных состояний примерно равны. Это дает основания предполагать, что характеристики движения центра масс остова – ${}^4\text{He}$ и, тем более, масштаб его поляризации внешними нуклонами во всех рассматриваемых системах очень близки друг к другу.

Таблица 3. Рассчитанные значения материального, нейтронного и протонного радиусов нижнего 0^+ ${}^6\text{He}$, нижнего 1^+ и возбужденного 0^+ состояний ядра ${}^6\text{Li}$, а также радиуса кора, используемого для вычисления размеров гало в новом определении (фм)

	${}^6\text{Li}^{1^+}$	${}^6\text{Li}^{0^+}$	${}^6\text{He}$
r_m	2.422	2.467	2.430
r_n	2.411	2.443	2.663
r_p	2.438	2.502	1.871
r_{core}	–	–	1.871
r_{halo}	3.255	3.355	3.274

Определенное теоретическое подтверждение этого предположения дает анализ основных каналов виртуального распада этих состояний, а именно каналов фрагментации на четырех- и двухнуклонные подсистемы: ${}^6\text{Li}(1^+) \rightarrow {}^4\text{He}(0_{1,2}^+) + d(F1)$, ${}^6\text{Li}(0^+) \rightarrow {}^4\text{He}(0_{1,2}^+) + \tilde{d}(F2)$ и ${}^6\text{He}(0^+) \rightarrow {}^4\text{He}(0_{1,2}^+) + (2n)(F3)$.

Нижние индексы 1 и 2 обозначают основное состояние ${}^4\text{He}$ и его первое возбужденное состояние (0_2^+) соответственно. Под символами \tilde{d} и $(2n)$ подразумеваются состояние “синглетного дейтрона” и его двухнейтронного изобар-аналога с изоспином $T = 1$. Они не являются связанными в свободном состоянии, но оказываются локализованными в поле нуклонов остова.

Для такого анализа напомним главные величины, характеризующие свойства кластерных каналов. Ими являются проекция волновой функции системы Ψ_A на канал, характеризующийся массами фрагментов A_1 и A_2 , их моментом относительного движения l , спином канала S , полным моментом системы J и волновыми функциями фрагментов – кластерный формфактор (КФФ), определяемый как

$$\Phi_l(\rho) = \langle \Psi_A | \hat{A} \{ \Psi_{A_1} \frac{1}{\rho^2} \delta(\rho - \rho') Y_l(\Omega_{\rho'}) \Psi_{A_2} \}_{lS J} \rangle$$

и его норма – спектроскопический фактор (СФ)

$$S_{AA_1 A_2(l)} \equiv \int |\Phi_l(\rho)|^2 \rho^2 d\rho.$$

Статистический вес каждого из шести перечисленных каналов – его СФ – представлен в табл. 4. Эта таблица демонстрирует, что степень поляризации остова внешними нуклонами – отношение СФ канала виртуального распада в первое возбужденное и основное состояния α -частицы – для всех тех случаев приближенно равна 1/5.

Таблица 4. Спектроскопические факторы виртуальных каналов распада состояний ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Обозначения (F1) – см. текст

	${}^4\text{He} (0_1^+)$	${}^4\text{He} (0_2^+)$
(F1)	0.717	0.139
(F2)	0.614	0.135
(F3)	0.607	0.122

Главным свидетельством близкого подобия свойств остова во всех, трех системах является, естественно, близость формы функций характеризующих относительное движение центров масс четырех- и двухнуклонного фрагментов. Ее иллюстрируют рис. 1 и 2. Для каналов с ${}^4\text{He}$ как в основном, так и первом возбужденном состоянии, эти функции с хорошей точностью совпадают. Вклад в волновые функции множества других каналов с малыми СФ не велик, кроме того, и для них с полным основанием можно ожидать аналогичного поведения.

Итак, анализ приведенных данных показывает, что для оценки размеров нейтрон-протонного гало

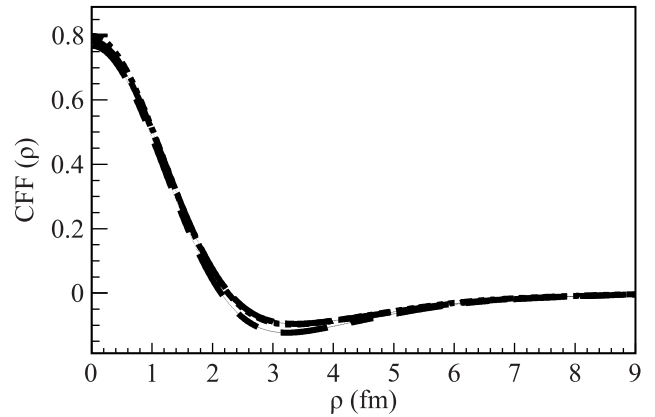


Рис. 1. Кластерные формфакторы каналов ${}^4\text{He}(0_1^+) + 2n(l = 0)$, ${}^4\text{He}(0_1^+) + \tilde{d}(l = 0)$, ${}^4\text{He}(0_1^+) + d(l = 0)$ – штрих-пунктирная линия с двумя точками, штриховая линия, штрих-пунктирная линия для состояний ${}^6\text{He}(0^+)$, ${}^6\text{Li}(0^+)$ и ${}^6\text{Li}(1^+)$, соответственно

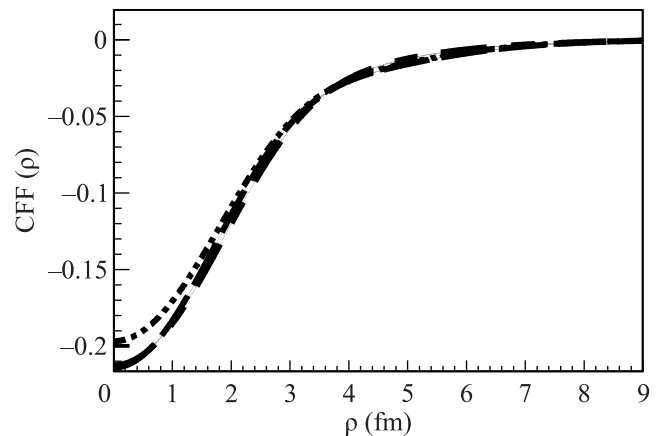


Рис. 2. Кластерные формфакторы каналов ${}^4\text{He}(0_2^+) + 2n(l = 0)$, ${}^4\text{He}(0_2^+) + \tilde{d}(l = 0)$, ${}^4\text{He}(0_2^+) + d(l = 0)$ – штрих-пунктирная линия с двумя точками, штриховая линия, штрих-пунктирная линия для состояний ${}^6\text{He}(0^+)$, ${}^6\text{Li}(0^+)$ и ${}^6\text{Li}(1^+)$, соответственно

с хорошей точностью можно исходить из положения, что радиус распределения нуклонов остова r_{core} совпадает с радиусом протонной подсистемы ${}^6\text{He}$: $r_{\text{core}} = r_{p({}^6\text{He})}$. В итоге оказывается возможным определить размер нейтрон-протонного гало состояний ядра ${}^6\text{Li}$ r_{halo} следующим образом:

$$r_{\text{halo}} = \left[\frac{A_{\text{nucleus}} r_{\text{nucleus}}^2 - A_{\text{core}} r_{\text{core}}^2}{A_{\text{nucleus}} - A_{\text{core}}} \right]^{1/2} \quad (9)$$

и аналогичным образом переопределить размер гало ${}^6\text{He}$. Эти величины также представлены в табл. 3. В качественном смысле значения всех радиусов близки друг к другу, что служит надежным свидетельством наличия у обсуждаемых состояний ${}^6\text{Li}$

нейтрон-протонного гало. Интересно отметить, что не слишком большая, на первый взгляд, разница размеров гало и материальных радиусов состояний в действительности указывает на драматическое различие свойств ядерной материи в области, соответствующей радиусу кора, и периферийной области. Нуклонные плотности в этих областях различаются примерно на порядок. Более детальное количественное сравнение размеров гало трех исследуемых состояний обнаруживает интересное обстоятельство, что разница в размерах двухнейтронного гало ${}^6\text{He}$ и нейтрон-протонного гало состояния 1^+ ядра ${}^6\text{Li}$ заметно меньше, чем разница в размерах изобар-аналоговых состояний 0^+ . Этот факт оказывается особенно неожиданным в свете того, что гало состояния 1^+ ядра ${}^6\text{Li}$ и гало двух других обсуждаемых состояний относятся к разным типам. Первое из них классифицируется как “танго-гало”, т.е. связанное состояние трехтельной системы, одна из трех парных подсистем которой в в свободном состоянии – связана, а две другие – нет. Два состояния 0^+ относятся к типу “борромиевских”, т.е. не имеющих связанных парных подсистем. Повторим, чтобы было правильно поняты, что состояние 0^+ ядра ${}^6\text{Li}$, $T = 1$ является связанным состоянием альфа-частицы и пары нейтрон-протон, находящейся в синглетном состоянии, а его распад в канал $\alpha + d$ запрещен не только правилами отбора по изоспину, но и по четности.

В заключение перечислим основные результаты проведенных исследований.

I. В рамках *ab initio* схемы проведены расчеты размерных характеристик нуклонно-стабильных состояний ядра ${}^6\text{Li}$ и их сравнительный анализ с аналогичными характеристиками основного состояния ядра ${}^6\text{He}$. Использовался NN-потенциал Daejeon16, наиболее успешно, среди других моделей взаимодействия, описывающий свойства легких ядер.

II. Для уточнения результатов вычислений использовалась созданная авторами новая двумерная процедура экстраполяции значений материального, протонного и нейтронного радиусов ядер, полученных в расчетах с помощью оболочечной модели без инертного кора, с использованием различных осцилляторных базисов, характеризующихся разными параметрами N_{max}^* и $\hbar\omega$ на случай бесконечного функционального базиса.

III. Результат расчета размера протонной системы основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ хорошо согласуется с экспериментальными данными. Результат вычисления материального радиуса этого ядра вместе с только что указанным фактом ставит под сомнение известные данные измерений этого параметра.

IV. Предложено новое определение количественной меры, определяющей свойства ядерного гало, позволяющее характеризовать ядерное гало, образованное слабосвязанными нейтроном и протоном. Проведены вычисления размеров гало нуклонно-стабильных состояний ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ в рамках этого определения.

V. Продемонстрирована близость размеров двухнейтронного гало ${}^6\text{He}$ и гало нуклонно-стабильных состояний ${}^6\text{Li}$. Тем самым получено дополнительное (и весьма надежное) свидетельство наличия у обсуждаемых состояний ${}^6\text{Li}$ нейтрон-протонного гало. Отмечено слабое влияние типа гало на его размеры.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда # 22-22-00096, <https://rscf.ru/project/22-22-00096/> и Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант # 21-1-1-67-4) <https://basis-foundation.ru>.

Мы благодарны Кельвину Джонсону за поддержку наших усилий по внедрению кода Bigstick для МОБИК расчетов.

1. I. Tanihata and H. Hamagaki, Phys. Rev. Lett. **55**, 24 (1985).
2. G.M. Ter-Akopian, A.M. Rodin, A.S. Fomichev, S.I. Sidorchuk, S.V. Stepantsov, R. Wolski, M.L. Chelnokov, V.A. Gorshkov, A.Yu. Lavrentev, V.I. Zagrebaev, and Yu. Ts. Oganessian, Phys. Lett. B **426**, 251 (1998).
3. I. N. Izosimov, AIP Conf. Proc. **1681**, 030006 (2015).
4. I. N. Izosimov, Phys. At. Nucl. **80**(5), 867 (2017).
5. I. N. Izosimov, JPS Conf. Proc. **23**, 013005 (2018).
6. I. N. Izosimov, EPJ Web of Conferences **239**, 02003 (2020).
7. M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson, and J. S. Vaagen, Phys. Rep. **231**, 151 (1993).
8. V. I. Kukulín, V. M. Krasnopol'sky, V. T. Voronchev, and P. B. Sazonov, Nucl. Phys. A **453**(3), 365 (1986).
9. V. I. Kukulín, V. T. Voronchev, T. D. Kaipov, and R. A. Eramzhyan, Nucl. Phys. A **517**(2), 221 (1990).
10. G. G. Ryzhikh, R. A. Eramzhyan, V. I. Kukulín, and Yu. M. Tchuvil'sky, Nucl. Phys. A **563**(2), 247 (1993).
11. R. A. Eramzhyan, G. G. Ryzhikh, and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. At. Nucl. **62**, 37 (1999).
12. R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011).
13. R. Schiavilla and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **65**, 054302 (2002).
14. P. Navratil and W. E. Ormand, Phys. Rev. C **68**, 034305 (2003).
15. E. Caurier and P. Navratil, Phys. Rev. C **73**, 021302(R) (2006).

16. 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).
17. S. Bacca, N. Barnea, and A. Schwenk, *Phys. Rev. C* **86**, 034321 (2012).
18. T. Abe, P. Maris, T. Otsuka, N. Shimizu, Y. Utsuno, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **86**, 054301 (2012).
19. P. Maris and J. P. Vary, *Int. J. Mod. Phys. E* **22**, 1330016 (2013).
20. T. Dytrych, K. D. Launey, J. P. Draayer, P. Maris, J. P. Vary, E. Saule, U. Catalyurek, M. Sosonkina, D. Langr, and M. A. Caprio, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 252501 (2013).
21. D. Saaf and C. Forssen, *Phys. Rev. C* **89**, 011303(R) (2014).
22. M. A. Caprio, P. Maris, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **90**, 034305 (2014).
23. C. Constantinou, M. A. Caprio, J. P. Vary, and P. Maris, *Nucl. Sci. Tech.* **28**, 179 (2017).
24. D. Lonardonì, J. Carlson, S. Gandolfi, J. E. Lynn, K. E. Schmidt, A. Schwenk, and X. B. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 122502 (2018).
25. S. Quaglioni, C. Romero-Redondo, P. Navratil, and G. Hupin, *Phys. Rev. C* **97**, 034332 (2018).
26. Z. H. Sun, T. D. Morris, G. Hagen, G. R. Jansen, and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **98**, 054320 (2018).
27. D. M. Rodkin, and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **106**, 034305 (2022).
28. R. Han, J.-X. Ji, and J.-X. Li, *Chin. Phys. C* **35**, 821 (2011).
29. A. S. Solov'yev, *Phys. Rev. C* **106**, 014610 (2022).
30. X. Mao, J. Rotureau, W. Nazarewicz, N. Michel, R. M. Id Betan, and Y. Jaganathen, *Phys. Rev. C* **102**, 024309 (2020).
31. S. Pastore, S. C. Pieper, R. Schiavilla, and R. B. Wiringa, *Phys. Rev. C* **87**, 035503 (2013).
32. C. Forssen, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Few-Body Syst.* **49**, 11 (2011).
33. T. Myo, A. Umeya, H. Toki, and K. Ikeda, *Phys. Rev. C* **86**, 024318 (2012).
34. Q. Zhao, B. Zhou, M. Kimura, H. Motoki, and S. Shin, *Eur. Phys. J. A* **58**, 25 (2022).
35. G. A. Negoita, J. P. Vary, G. R. Luecke, P. Maris, A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, E. G. Ng, C. Yang, M. Lockner, and G. M. Prabhu, *Phys. Rev. C* **99**, 054308 (2019).
36. W. G. Jiang, G. Hagen, and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **100**, 054326 (2019).
37. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, *Phys. Lett. B* **761**, 87 (2016).
38. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **68**, 041001(R) (2003).
39. S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, and R. J. Perry, *Phys. Rev. C* **75**, 061001(R) (2007).
40. C. W. Johnson, W. E. Ormand, K. S. McElvain, and H. Shan, arXiv:1801.08432 [physics.comp-ph] (2018).
41. M. Brodeur, T. Brunner, C. Champagne, S. Effenauer, M. J. Smith, A. Lapierre, R. Ringle, V. L. Ryjckov, S. Bacca, P. Delheij, G. W. F. Drake, D. Lunney, A. Schwenk, and J. Dilling, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 052504 (2012).
42. K. Nakamura and (Particle Data Group), *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
43. R. Pohl, A. Antognini, and F. Nez et al. (Collaboration), *Nature (London)* **466**, 213 (2010).
44. C. Forssen, B. D. Carlsson, H. T. Johansson, D. Saaf, A. Bansal, G. Hagen, and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **97**, 034328 (2018).
45. W. Nortershauser, A. Dax, G. Ewald et al. (Collaboration), *Hyperfine Interactions* **1–4**, 93-100 (2005).
46. B. A. Bushaw, W. Nortershauser, G. Ewald, A. Dax, and G. W. F. Drake, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 043004 (2003).
47. C. W. de Jager, H. De Vries, and C. De Vries, *At. Data Nucl. Tables* **141**, 479 (1974).
48. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu, and H. R. Weller, *Nucl. Phys. A* **708**, 3 (2002).