

УДК 539.14

*А. А. Молдагалиева, С. Н. Ершов*

## Структура однонейтронного гало на примере ядра $^{19}\text{C}$

*Проводится обзор экспериментальных данных о ядре  $^{19}\text{C}$ , которые квалифицируют его структуру как однонейтронное гало. Описывается теоретический подход (двухчастичная кластерная модель), который позволяет учитывать специфику структуры гало.*

*Ключевые слова: нейтронное гало, распределение импульса, кулоновская диссоциация, двухчастичные кластерные модели*

### Об авторах

**Молдагалиева Айжан Айдосовна** – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна», лаборант Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований. *E-mail*: oijanka@mail.ru. 141980 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, д. 19.

**Ершов Сергей Николаевич** – начальник сектора Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Исследования ядерной материи при экстремальных условиях, которые можно создать на современных ускорителях, являются одной из главных целей современной ядерной физики. В области ядерной физики низких энергий на первый план вышли исследования ядерной структуры короткоживущих экзотических систем, создание и изучение которых стало возможным благодаря прогрессу в экспериментальных методах создания и детектирования пучков радиоактивных ядер. Ландшафт карты распределения атомных ядер ограничивается нейтронными или протонными «дрип-линиями», которые обозначают пределы ядерной стабильности и показывают невозможность удержания в ядре дополнительных нуклонов. Новые явления были обнаружены в ядрах на границе ядерной стабильности: нейтронные и протонные гало, эволюция оболочечной структуры, изменение (исчезновение старых и появление новых) магических чисел атомных ядер, остров инверсии, пигми-резонансы и т.д. Были предсказаны и более экзотические явления, такие как

гигантские гало, различные формы распределения плотности кора и гало, указывающие на расщепление орбит гало от деформации кора, и т.д.

При удалении от линии стабильности энергия отделения последнего нуклона или пары нуклонов постепенно уменьшается, связанные ядерные состояния приближаются к границе непрерывного спектра. Комбинация короткодействующих ядерных сил и малой энергии отделения валентных нуклонов приводит, в некоторых случаях, к значительной концентрации валентных нуклонов в классически запрещенных областях пространства и образованию структуры гало. Ядра-гало – это экзотические слабосвязанные состояния ядерной материи, в которой один или два валентных нуклона (обычно нейтроны) пространственно отделены от относительно сильно связанного кора, так что они большую часть времени находятся за пределами области взаимодействия с потенциалом ядерного кора. В этом смысле гало является пороговым квантово-механическим явлением, в котором нуклоны гало туннелируют на большие расстояния, приводя к волновым функциям, имеющим длинные хвосты, и, следовательно,

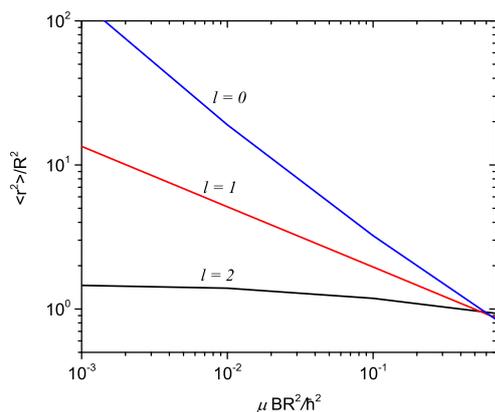


Рис. 1. Отношение квадратов радиуса гало  $\langle r^2 \rangle$  к радиусу кора  $R$  в зависимости от энергии связи  $B$  двухчастичной системы [1] для различных орбитальных угловых моментов относительного движения валентного нейтрона и кора

к большим радиусам распределения ядерной плотности. В результате пространственная структура валентных нуклонов сильно отличается от оставшейся ядерной системы – кора. Подсистемы кора и нуклонов гало можно рассматривать как сепарабельные: кор (область с высокой плотностью ядерной материи) и облако гало, состоящего из валентных нуклонов низкой плотности вокруг кора. Значительное увеличение размеров системы, вызванное квантово-механическими эффектами туннелирования, может происходить только, если не будет больших кулоновских или центробежных барьеров, способных ограничить относительное движение. Таким образом, нуклоны гало должны, как правило, быть нейтронами и находиться на орбитах с низкими ( $s$  и  $p$ ) орбитальными угловыми моментами относительного движения.

Как пример, на рис. 1 показаны корреляционные кривые между размерами гало (отношение квадратов среднеквадратичного радиуса гало к радиусу кора) и энергией связи двухчастичных систем для различных орбитальных моментов относительного движения [1]. Следствием такой динамической кар-

тины является то, что наиболее простое и физически прозрачное описание специфической структуры ядер-гало может быть получено в рамках малочастичных или кластерных моделей.

Эра экспериментов с радиоактивными ядрами, которая позднее привела к открытию структуры гало и других экзотических явлений, началась в 1985 г., когда в Беркли были измерены сечения взаимодействия изотопов He [2] и Li [3] и обнаружены значения среднеквадратичных материальных радиусов, значительно больших величин, предсказываемых нормальной зависимостью  $A^{1/3}$  от атомного веса  $A$ . Через два года появилась статья Хансена и Джонсона [4], в которой объяснение больших радиусов впервые было предложено появлением нового типа ядерной структуры – гало. Они объяснили большой материальный радиус ядра  $^{11}\text{Li}$ , рассматривая его как бинарную систему, состоящую из кора  $^9\text{Li}$  и точечного динейтрона, показали, как низкая энергия связи в данной бинарной системе приводит к увеличению размеров системы, и предсказали появление мягких мод возбуждения в ядрах с гало. Позднее [5] было показано, что для  $^{11}\text{Li}$  и других ядер, имеющих структуру двухнейтронного гало, более точной моделью является трехчастичная кластерная модель (кор +  $n$  +  $n$ ). В настоящее время для большого числа легких ядер, таких как  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{15}\text{C}$ ,  $^{19}\text{C}$ ,  $^{22}\text{C}$ , установлено наличие структуры двух- или однонейтронного гало в основном состоянии.

Нейтронное гало образуется в ядрах, имеющих небольшую ( $\leq 1$  МэВ) энергию отделения нейтронов. Дополнительно эта экзотическая структура проявляется в ряде экспериментальных наблюдаемых, таких как большие (по сравнению с соседними системами) сечения реакции, аномально большие сечения электромагнитной диссоциации, узкие (по сравнению со стабильными ядрами) импульсные распределения фрагментов реакций развала на кор и нейтроны гало, появление «мягких мод» возбуждения около порога развала и т.д. Все эти особенности экспериментальных наблюдаемых могут быть со-

гласованным образом описаны в рамках ядерной модели со структурой гало. Ниже будут рассмотрены имеющиеся экспериментальные данные и теоретические подходы, касающиеся ядра  $^{19}\text{C}$ , в котором обнаружены указания на наличие однонейтронного гало.

### 1. Экспериментальная информация о свойствах $^{19}\text{C}$

Ядро изотопа углерода  $^{19}\text{C}$  (число протонов 6, число нейтронов 13) является слабосвязанным с энергией отделения нейтрона  $S_n = 0.58(9)$  МэВ [6] и имеет структуру однонейтронного гало. Спин и четность основного состояния исследовались путем измерения продольных импульсных распределений заряженных фрагментов после отделения одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$  [8]. На основе этих измерений спин-четность была определена  $J_{g.s.}^\pi = 1/2^+$ , что было также подтверждено в работах [7; 8].

#### 1.1. Импульсное распределение фрагментов

Одним из признаков наличия структуры гало в ядре является наблюдение узких распределений импульсов фрагментов (кора и нейтрона) в реакциях развала ядра на мишени при больших энергиях столкновения. Качественно данное явление объясняется следствием принципа неопределенности Гейзенберга, когда широкое распределение валентного нейтрона в координатном пространстве ведет к узкому распределению в импульсном пространстве.

Реализуется данный принцип через концентрацию силы переходов из основного состояния в непрерывный спектр вблизи порога развала, т.е. появлением так называемых мягких мод возбуждения [9]. Около порога развала скорость относительного движения фрагментов мала, что приводит к узким распределениям по импульсам, а концентрация силы переходов при небольших энергиях приводит к доминированию малых импульсов в спектре фрагментов. Доминирование данного механизма развала в ядрах с гало приводит к важным следствиям для теоретического описания данных процессов. Взаимодействие

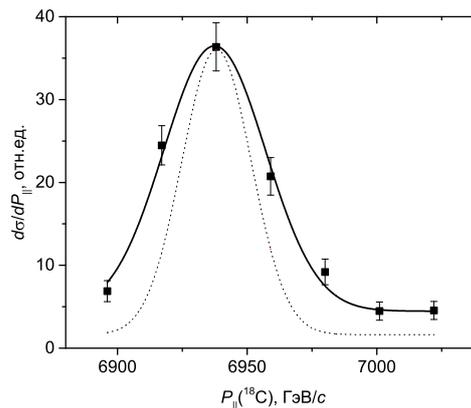


Рис. 2. Распределение по продольным импульсам ядер  $^{18}\text{C}$ , образованных при развале  $^{19}\text{C}$  на мишенях из бериллия [8]. Точечная кривая соответствует расчету для  $l = 0$ ; сплошной кривой представлена сумма  $s$ - и  $d$ -компонент

между фрагментами (взаимодействие в конечном состоянии) при медленном относительном движении оказывает сильное влияние на динамику процесса. Если для тяжелого фрагмента (кора) изменение относительной скорости движения из-за взаимодействия может быть небольшим, то для легкого фрагмента (нейтрона) это изменение скорости будет значительным. Поэтому учет взаимодействия в конечном состоянии является необходимым элементом динамики при описании нейтронных спектров развала.

Импульсное распределение фрагментов чувствительно к орбитальному моменту относительного движения. При больших энергиях столкновения в реакциях развала на легких ядрах-мишенях реакционный механизм упрощается и импульсное распределение тяжелого фрагмента может быть рассчитано в «прозрачном» пределе Серберовской модели [10]. Для одночастичной волновой функции, описывающей относительное движение валентного нейтрона и кора,

$$\Psi_{ljm}(\mathbf{r}) = R_{lj}(r) \sum_{m_l, m_s} \left\langle l m_l \frac{1}{2} m_s | j m \right\rangle Y_{lm_l}(\hat{r}) \chi_{m_s} \quad (1)$$

импульсное распределение кора в системе покоя снаряда в реакции срыва одного нейтрона может быть записано в следующем виде [11]:

$$\frac{d\sigma_{-n}}{d\mathbf{k}} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{2j+1} \sum_{m,m_s} \int d\mathbf{b}_n [1 - |S_n(\mathbf{b}_n)|^2] \times \\ \times |\langle \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \chi_{m_s} | S_c(\mathbf{b}_c) | \Psi_{ljm}(\mathbf{r}) \rangle|^2, \quad (2)$$

где  $\mathbf{b}_n$  ( $\mathbf{b}_c$ ) – двумерный прицельный параметр валентного нейтрона (кора), перпендикулярный направлению пучка.

В работе [8] было измерено распределение по продольным импульсам ядер  $^{18}\text{C}$ , образующихся в результате развала радиоактивных пучков  $^{19}\text{C}$  на мишенях из ядер бериллия при энергиях столкновения 88 МэВ/А. Результаты, представленные на рис. 2, показывают узкое распределение по продольным импульсам тяжелого фрагмента (ширина  $\Gamma = 42 \pm 4$  МэВ/с), которые описываются в предположении о доминантности  $s$ -волнового движения в волновой функции относительно движения нейтрона и кора  $^{18}\text{C}$  и свидетельствуют о наличии протяженного нейтронного гало в  $^{19}\text{C}$ .

Проинтегрировав выражение (2) по продольному импульсу, получается сечение срыва одного нейтрона

$$\sigma_{-n} = \int \frac{d\sigma_{-n}}{dk_z} dk_z. \quad (3)$$

Соответствующие данные по срыву одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$  при взаимодействии с углеродной мишенью при энергии 900 МэВ/А были измерены в [12] и оказались равными  $\sigma_{-n} = (233 \pm 51)$  мбарн. Это сечение превышает значения, которые обычно измеряются в стабильных ядрах.

Таким образом, повышенный выход сечений развала на тяжелый фрагмент и нейтрон, а также уменьшение ширины импульсного распределения тяжелого фрагмента подтверждают наличие гало в ядре  $^{19}\text{C}$ .

### 1.2. Сечение электромагнитной диссоциации

Характеристики ядерного гало проявляются не только в специфической структуре

основного состояния (слабосвязанное, с аномально большими размерами и сильной кластеризацией), но также и в спектре низлежащих возбуждений выше порога развала, где наблюдается концентрация силы переходов в непрерывный спектр (мягкие моды возбуждения). Наиболее значимой является возбуждение мягкой дипольной моды, которая доминирует в процессах электромагнитной диссоциации. Электромагнитная (кулоновская) диссоциация – это развал налетающего ядра при взаимодействии с тяжелой мишенью. В стабильных ядрах все дипольные возбуждения концентрируются в области гигантского дипольного резонанса, который соответствует высокочастотным коллективным колебаниям протонов относительно нейтронов. В ядрах с нейтронным гало весь заряд концентрируется в коре; таким образом, зарядовый и материальный центры масс не совпадают и низкочастотные дипольные колебания нейтронов гало относительно кора легко возбуждаются. Исторически, как уже упоминалось ранее, большие сечения электромагнитной диссоциации были предсказаны [4] для ядра гало  $^{11}\text{Li}$ . Позднее эти предсказания были подтверждены экспериментально.

Обычно электромагнитная диссоциация описывается в рамках метода виртуальных фотонов (первый порядок теории возмущения), в котором электромагнитное возбуждение ядра-гало происходит поглощением виртуального фотона, производимого тяжелым ядром-мишенью (большой заряд ядра), и определяется произведением сечения фотопоглощения  $\sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma)$  и спектра виртуальных фотонов  $n^{E1}(E_\gamma)$ :

$$\sigma_{EMD} = \int n^{E1}(E_\gamma) \sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \quad (4)$$

Сечение фоторасщепления  $\sigma_\gamma^{E1}$  связано с силовой функцией дипольных гамма-переходов следующим соотношением [11]:

$$\frac{dB(E1; E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{9\hbar c}{16\pi^3 E_\gamma} \sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma). \quad (5)$$

Спектр виртуальных фотонов зависит от энергии возбуждения  $E_\gamma$  и падает экспонен-

циально с ее ростом. Поэтому наличие дипольных возбуждений около порога развала (мягкая мода) приводит к значительному увеличению сечения кулоновской фрагментации.

Кулоновская диссоциация  $^{19}\text{C}$  была измерена в работе [13], в которой изучалась реакция развала на свинцовой мишени при энергии столкновения 67 МэВ/А. Сечение кулоновского развала имеет пик при малой энергии возбуждения, что и ожидается для ядра с гало. Интегральное сечение кулоновского развала ядра  $^{19}\text{C}$  равнялось  $1.19 \pm 0.11$  барн, что примерно на порядок больше вклада от развала, вызванного ядерным взаимодействием.

## 2. Теоретические модели для описания структуры $^{19}\text{C}$

Структура атомных ядер разнообразна и для ее описания используются различные теоретические модели и подходы, отличающиеся выбором наиболее значимых степеней свободы. Ядерная структура может изменяться от сферического среднего поля через учет коллективных деформаций и множества других корреляций к образованию связанных кластеров в (почти) инертных ядерных подсистемах. Ядра вблизи линии стабильности описываются, как правило, в рамках самосогласованных моделей среднего поля, в то время как вдали от границы стабильности часто используются двух- и трехтельные кластерные модели. Ядерная структура возбужденных состояний вблизи порога развала на кластеры также часто имеет ярко выраженную кластерную природу.

Малочастичные кластерные модели используются для описания слабосвязанных ядер, включая ядра-гало. Одним из преимуществ этих моделей является корректный учет асимптотического поведения волновых функций слабосвязанных систем [14] как в связанных состояниях, так и в непрерывном спектре. Такие модели предполагают разделение динамики системы на степени свободы, связанные с движением внутри подсистем (кластеров) и движением кластеров относительно друг друга. Такое разделение является лишь приближением. Чтобы расширить при-

менимость кластерных моделей, можно учитывать возбуждения кора. Для фиксированного полного углового момента системы связь с возбужденными состояниями кора, имеющими разные спины, включает в рассмотрение дополнительные парциальные волны относительного движения. Это позволяет получить более реалистичное описание ядерных свойств.

Кластерная модель предполагает, что волновая функция  $\Psi$  ядра с  $A$  нуклонами представляется в виде суммы, каждый член которой состоит из произведения двух функций:

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) = \sum_i \varphi_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C}) \psi_i(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где  $\varphi_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C})$  – волновая функция кора в состоянии  $i$ , описывающая движение  $A_C$  нуклонов в коре;  $\psi_i(\mathbf{r})$  описывает относительное движение центра масс кора и валентного нейтрона; радиус  $\mathbf{r}$  – относительное расстояние между центром масс кора и валентным нейтроном.

Волновая функция  $\psi_i(\mathbf{r})$  является решением системы связанных уравнений Шредингера

$$(\hat{T} + \varepsilon_i - E) \psi_i(\mathbf{r}) + \sum_j V_{ij}(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) = 0, \quad (7)$$

где  $\hat{T}$  – оператор кинетической энергии относительного движения ц.м. кора и валентного нейтрона;  $\varepsilon_i$  – энергия возбуждения кора, находящегося в состоянии  $i$ , и матричные элементы [14]

$$V_{ij}(\mathbf{r}) = \left\langle \varphi_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C}) \left| \sum_{k=1}^{A_C} V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k) \right| \varphi_j(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C}) \right\rangle \quad (8)$$

описывают бинарные взаимодействия нуклонов кора с валентным нейтроном.

Волновая функция ядра характеризуется полным угловым моментом  $J$  и его проекцией  $M$  на ось квантования. Предполагая,

что состояние кора имеет спин  $I$  и необходимые для полного описания кора квантовые числа  $n$ , полная волновая функция системы (кор + нейтрон) преобразуется к следующему виду [14]:

$$\Psi_{JM}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) = \frac{1}{r} \sum_{\gamma} \chi_{\gamma}^J(r) \left[ [Y_l(\hat{r}) \otimes \chi_s]_j \otimes \varphi_{nI} \right]_{JM}, \quad (9)$$

где  $\gamma = [l, s, j, n, I]$  – набор квантовых чисел, характеризующий состояния системы (орбитальный угловой момент  $l$  и спин  $s$  валентного нейтрона складываются в полный угловой момент  $j$ ,  $j$  связывается со спином кора  $I$  в полный угловой момент  $J$ );  $\chi_s$  – спиновая функция валентного нейтрона со спином  $s$  и  $\chi_{\gamma}^J(r)$  – радиальная часть волновой функции. Подставляя выражение (9) в уравнение Шредингера (7), получаем систему связанных уравнений для нахождения радиальных волновых функций  $\chi_{\gamma}^J(r)$

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] + \varepsilon_{\gamma} - E \right) \chi_{\gamma}^J(r) = - \sum_{\gamma'} V_{\gamma, \gamma'}^J(r) \chi_{\gamma'}^J(r). \quad (10)$$

Здесь  $\mu$  – приведенная масса системы (нейтрон + кор);  $V_{\gamma, \gamma'}^J(r)$  – матричные элементы бинарных взаимодействий. Матричные элементы  $V_{\gamma, \gamma'}^J(r)$  и граничные условия, налагаемые на радиальные функции  $\chi_{\gamma'}^J(r)$ , определяют динамику системы. Выбор состояний кора и взаимодействия валентного нейтрона с кором определяется спецификой рассматриваемой задачи.

Приведенные выше экспериментальные данные подтверждают кластерную ( $^{18}\text{C} + n$ ) природу основного состояния  $^{19}\text{C}$ . Дополнительно, по сравнению с  $^{19}\text{C}$ , ядро  $^{18}\text{C}$  имеет на порядок бóльшую энергию отделения нейтрона. Спин-четность основного состояния  $^{18}\text{C}$   $J_{g.s.}^{\pi} = 0^{+}$ , также экспериментально обнаружено связанное состояние  $2^{+}$  с энергией возбуждения 1.62 МэВ [15]. Поэтому двухчастичные кластерные модели можно использовать для описания структуры ядра  $^{19}\text{C}$ , что

подтверждают результаты расчетов, выполненные ранее в работе [11].

### Библиографический список

1. Riisager K. et al. Quantum halos // Europhysics Letters. 2000. V. 49. P. 547–553.
2. Tanihata I. et al. Measurements of Interaction Cross Sections and Radii of He Isotopes // Physics Letters B. 1985. V. 160. P. 380–384.
3. Tanihata I. et al. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light  $p$ -Shell region // Physics Review Letters. 1985. V. 55. P. 2676–2679.
4. Hansen P.G. and Jonson B. The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei // Europhysics Letters. 1987. V. 4. P. 409–414.
5. Zhukov M.V. et al. Bound state properties of Borromean halo nuclei:  $^6\text{He}$  and  $^{11}\text{Li}$  // Physics Report. 1993. V. 231. P. 151–199.
6. Satou Y. et al. Unbound excited states in  $^{17}\text{C}$ ,  $^{19}\text{C}$  // Physics Letters B. 2008. V. 660. P. 320–325.
7. Hwang J.W. et al. Single-neutron knockout from  $^{20}\text{C}$  and the structure of  $^{19}\text{C}$  // Physics Letters B. 2017. V. 769. P. 503–508.
8. Bazin D. et al. Probing the halo structure of  $^{19,17,15}\text{C}$  and  $^{14}\text{B}$  // Physical Review C. 1998. V. 57. P. 2156.
9. Ershov S.N. et al. New Insight into Halo Fragmentation // Physical Review Letters. 1999. V. 82. P. 908–911.
10. Serber R. The Production of High Energy Neutrons by Stripping // Physical Review. 1947. V. 72. P. 1008–1016.
11. Ridikas D. et al. Exploratory coupled channels calculations for loosely bound carbon isotopes // Nuclear Physics A. 1998. V. 628. P. 363–385.
12. Cortina-Gil D. et al. One-nucleon removal cross-sections for  $^{17,19}\text{C}$  and  $^{8,10}\text{B}$  //

- European Physical Journal A. 2001. V.10. P. 49.
13. Nakamura T. et al. Coulomb Dissociation of  $^{19}\text{C}$  and its Halo Structure // Physical Review Letters. 1999. V. 83. P. 1112.
14. Ershov S.N. et al. Cluster Model with Core Excitations // Physics of Atomic Nuclei. 2014. V. 77. P. 989–998.
15. Karpov A.V., Denikin A.S., Naumenko M.A., Alekseev A.P., Rachkov V.A., Samarin V.V., Saiko V.V., Zagrebaev V.I. NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 859. P. 112.

---

*Поступила в редакцию  
26.12.2019*