

СИЛЬНОНЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Структура ядер

Р.Калтакчиева, Ю.Э.Пенионжкевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Х.Г.Болен

Институт им. Гана — Майтнер, Берлин, Германия

ВВЕДЕНИЕ	1429
ИЗОТОПЫ ГЕЛИЯ	1431
Ядро ${}^6\text{He}$	1432
Ядро ${}^7\text{He}$	1439
Ядро ${}^8\text{He}$	1442
Ядро ${}^9\text{He}$	1447
Ядро ${}^{10}\text{He}$	1452
Изотопы гелия с $A > 10$	1458
ИЗОТОПЫ ЛИТИЯ	1460
Ядро ${}^{10}\text{Li}$	1460
Ядро ${}^{11}\text{Li}$	1469
Дальнейшее изучение ${}^{10}\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$.	
Более тяжелые изотопы лития	1480
ИЗОТОПЫ БЕРИЛЛИЯ	1481
Ядро ${}^{11}\text{Be}$	1481
Ядро ${}^{12}\text{Be}$	1485
Ядро ${}^{13}\text{Be}$	1488
Ядро ${}^{14}\text{Be}$	1493
Более тяжелые изотопы Be	1497
Кластеризация в изотопах бериллия	1497
ИЗОТОПЫ БОРА	1500
Ядро ${}^{14}\text{B}$	1500
Ядро ${}^{15}\text{B}$	1501
Ядро ${}^{16}\text{B}$	1502

Кластеризация в изотопах В	1504
Дальнейшее исследование изотопов бора	1505
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1505
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1506

СИЛЬНОНЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Структура ядер

Р.Калтакчиева, Ю.Э.Пенионжкевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Х.Г.Болен

Институт им. Гана — Майтнер, Берлин, Германия

Данная работа представляет собой вторую часть обзора (см. [234]) о свойствах легких нейтроноизбыточных ядер. Она посвящена структуре нейтроноизбыточных изотопов легких элементов с $2 \leq Z \leq 5$ (изотопы ${}^6,7,8,9,10\text{He}$, ${}^{10,11}\text{Li}$, ${}^{11,12,13,14}\text{Be}$ и ${}^{14,15,16}\text{B}$). В обзоре отражены результаты, опубликованные до января 1999 г. Самые последние результаты получены с использованием радиоактивных экзотических мишеней, таких, как ${}^{14}\text{C}$ и ${}^{10}\text{Be}$, а также радиоактивных пучков. Представлена информация, которая позволяет получить представление о свойствах легких ядер на границе нейтронной стабильности. Для расположенных у границ нейтронной стабильности ядер обнаружены необычные явления (нейтронное гало, нейтронная «шуба», особенности в последовательности заполнения оболочек и др.). Проводится сравнение экспериментальных данных с расчетами в рамках существующих теоретических моделей.

The present work is the second part of a review [234] dedicated to the properties of light neutron-rich nuclei. It deals with the structure of isotopes of the lightest elements with $2 \leq Z \leq 5$ (the isotopes ${}^6,7,8,9,10\text{He}$, ${}^{10,11}\text{Li}$, ${}^{11,12,13,14}\text{Be}$ and ${}^{14,15,16}\text{B}$). Information has been included from papers published up to January 1999. The latest results have been obtained with the use of exotic targets, such as ${}^{14}\text{C}$ and ${}^{10}\text{Be}$, as well as radioactive nuclear beams. This information sheds light on the properties of light nuclei located close to the neutron dripline. For such nuclei unusual properties have been observed (neutron halo, neutron skin, energy level inversion, etc.). The experimental data are compared to calculations done within the existing theoretical approaches.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к легким нейтроноизбыточным ядрам объясняется обнаружением их необычных свойств, отличающихся от общеизвестных закономерностей. Однако основной интерес к исследованию легких ядер связан с возможностью определения границы нейтронной стабильности и получением информации о свойствах экзотических ядер вблизи этих границ.

Развитие техники получения интенсивных пучков тяжелых ионов, в том числе промежуточных и высоких энергий, и последующие эксперименты на этих пучках привели к обнаружению новых связанных нейтроноизбыточных

ядер. В области легчайших ядер были обнаружены также ядра, расположенные за границей нейтронной стабильности, т.е. нейтронно-нестабильные ядра, которые живут достаточно долго и проявляются в виде резонансов. Из известных экспериментальных данных следует, что лишь для области самых легких элементов ($Z < 10$) можно сделать окончательные выводы о положении границы нейтронной стабильности.

Используемые для предсказания стабильности ядер массовые формулы не дают однозначной информации о положении границы нейтронной стабильности, поскольку они основаны на наших знаниях о свойствах ядер вблизи линии β -стабильности. Поэтому интерес к прямым экспериментам по изучению структуры легких ядер на границе нуклонной стабильности всегда был велик. Новые возможности в этих исследованиях, а также в исследованиях ядерных реакций под действием экзотических ядер, открывают вторичные пучки радиоактивных ядер.

Экспериментальное измерение массы является одним из необходимых условий определения стабильности и свойств слабосвязанных ядер. Схемы уровней легких нейтроноизбыточных ядер, как стабильных, так и нестабильных по отношению к распаду с испусканием нейтронов, также имеют важное значение для определения свойств экзотических ядер. Эксперименты по изучению свойств экзотических ядер с экстремальными значениями N/Z (сильно удаленных от линии β -стабильности), проводимые в разных лабораториях мира, позволили выявить ряд неожиданных явлений — существование нейтронного и протонного гало, новых областей деформации, новых типов распада, особенности в последовательности заполнения оболочек и т.д. Безусловно, наиболее ярким из них является существование в некоторых легких ядрах нейтронного гало. Увеличение радиуса распределения ядерного вещества в ядрах у границ нейтронной стабильности явилось первым признаком гало в экзотических ядрах. Пока известны только несколько ядер с двухнейтронным гало (${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$) и всего два ядра с однеитронным гало (${}^{11}\text{Be}$, ${}^{19}\text{C}$), хотя предсказывается существование и других галообразных ядер.

Любой новый экспериментальный результат для ядер с необычным соотношением N/Z представляет самостоятельный интерес и является также источником информации, необходимой для проверки и развития существующих теоретических моделей.

В связи с интенсивным накоплением новой информации о свойствах легчайших ядер мы посчитали необходимым написать настоящий обзор, в котором постарались представить полученные в последние несколько лет данные о структуре нейтроноизбыточных изотопов легких элементов, больше всего привлекающих внимание экспериментаторов и теоретиков. Это изотопы ${}^{6,7,8,9,10}\text{He}$, ${}^{10,11}\text{Li}$, ${}^{11,12,13,14}\text{Be}$ и ${}^{14,15,16}\text{B}$.

1. ИЗОТОПЫ ГЕЛИЯ

Изотопы гелия представляют особый интерес, который объясняется прежде всего тем, что именно для них достигнут наибольший нейтронный избыток: ${}^8\text{He}$ ($N/Z = 3$) — наиболее нейтроноизбыточный нуклонно-стабильный, и ${}^{10}\text{He}$ ($N/Z = 4$) — нуклонно-нестабильный изотопы, когда-либо наблюдавшиеся в эксперименте. В течение многих лет одной из привлекательных задач ядерной физики была задача поиска ${}^{10}\text{He}$.

В изотопах гелия ярко проявляются четно-нечетные эффекты: изотопы с четным числом нейтронов ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ — нуклонно-стабильные (за исключением ${}^{10}\text{He}$), а с нечетным числом ${}^5\text{He}$, ${}^7\text{He}$, ${}^9\text{He}$ — нуклонно-нестабильные. Таким образом, изотопы ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ можно отнести к так называемым «борроминовским» ядрам [1]; их можно рассматривать как трехчастичные стабильные системы, в которых стоит убрать одну из составных частей, и остаток будет являться нестабильным. Ядро ${}^6\text{He}$ является наиболее легким борроминовским ядром.

Одно из наиболее интересных свойств ядер, обнаруженных в последнее время, — наличие нейтронного гало (neutron halo). Ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ обладают гало второго рода [2]. Оно является результатом очень компактного кора в виде α -частицы. Принято считать, что эти ядра имеют толстую нейтронную «шубу» (neutron skin). Их изучение может дать ответ на вопрос о существовании более чем двух частиц в гало, а также о наличии корреляций, которые приводят к появлению мультинейтронных кластеров. Предполагается, что энергия спаривания играет важную роль в структуре нейтронно-обогащенных ядер: слабое взаимодействие между двумя нейтронами может существенно увеличиться в поле третьей частицы (ядерного кора), в результате чего на поверхности ядра можно ожидать образование динейтронных кластеров [3]. С этой точки зрения особый интерес представляет ${}^8\text{He}$. В отличие от ${}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$, которые имеют по два нейтрона в нейтронном гало, ${}^8\text{He}$ имеет четыре валентных нейтрона сверх ядра-кора (α -частица). Возможно, они могут сгруппироваться в один или два динейтрона, или даже в тетранейтрон. Еще более интересным с этой точки зрения должен быть ${}^{10}\text{He}$, имеющий шесть нейтронов сверх кора. В связи с этим изучение свойств распада ядерных уровней, лежащих выше порогов мультинейтронной эмиссии, может дать ответ на вопрос, каким образом испускаются нейтроны — как скоррелированные пары или последовательно через промежуточные резонансы.

Наличие гало связано и с возможным проявлением коллективных состояний, подобных гигантскому резонансу, но при меньших энергиях возбуждения. Например, для ядра ${}^6\text{He}$ были предсказаны мягкий дипольный резонанс при $E^* \sim 5 \div 7$ МэВ [4], а также существенное уменьшение энергии векторного гигантского монополюсного резонанса до энергии возбуждения около 13 МэВ [2]. Поэтому, интерес представляет также поиск мягких

коллективных возбуждений в ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. Необходимо отметить, что эта задача является лишь частным случаем поиска возбужденных состояний в изотопах гелия.

Экспериментальная информация о возбужденных состояниях в этих ядрах до недавнего времени была неполной. Обнаружение возбужденных уровней дает важную информацию о последовательности заполнения оболочек в этих легких нейтроноизбыточных ядрах, позволяет сделать выводы о точности предсказаний стандартной оболочечной модели для спинов и четностей уровней, а также нейтронных чисел, при которых заполняются ядерные оболочки.

Поэтому в этом разделе мы по возможности подробно представим существующую информацию о структуре ядер ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^9\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$.

1.1. Ядро ${}^6\text{He}$. Основное состояние ядра ${}^6\text{He}$ является стабильным по отношению к распаду ${}^4\text{He} + 2n$ на 0,975 МэВ [5]. Стабильность этого состояния является следствием спаривания нуклонов за счет добавления одного нейтрона к ядру ${}^5\text{He}$, у которого нечетное число нейтронов.

В ${}^6\text{He}$ имеется возбужденный уровень при $E^*(2^+) = 1,797$ МэВ. Другие уровни наблюдались только при $E^* > 13$ МэВ.

Уровень 2^+ не связан по отношению к распаду с испусканием двух нейтронов на $\sim 0,8$ МэВ. Из рассмотрения энергетической схемы уровней ядер ${}^4\text{He}$, ${}^5\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ можно сделать вывод, что этот уровень должен испытывать прямой развал на ${}^4\text{He} + 2n$. Открытым остается вопрос: скоррелированы ли эти два нейтрона?

Как уже отмечалось выше, ядро ${}^6\text{He}$ принадлежит к классу ядер с гало 2-го рода. Поэтому можно предположить, что в нем существуют низколежащие коллективные состояния, в том числе и мягкая дипольная мода. Таким образом, схема уровней ${}^6\text{He}$ должна отражать свойства нейтронного гало. Поискам этих состояний посвящен ряд как теоретических, так и экспериментальных работ.

Некоторые указания на низколежащий широкий резонанс с $E^* \sim 7$ МэВ были получены в работе [6] в реакции ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$. Однако в остальных работах, кроме [7], этому не было найдено подтверждения.

Авторы работы [7] утверждают, что в реакции ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ при $E({}^7\text{Li}) = 82$ МэВ они сумели выделить широкие резонансы в области континуума. Эти резонансы (рис.1) соответствуют энергиям $E^* = 6, 12$ и 19 МэВ, что не противоречит результату, полученному в [6] для реакции ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$. Все резонансы довольно широкие. Например, резонанс при $E^* \approx 6$ МэВ имеет ширину $\Gamma \approx 4,8$ МэВ. Сравнение измеренного углового распределения с расчетом, в котором учитывался вклад от основного и возбужденного уровней ${}^7\text{Be}$, показал, что хорошее согласие получается, только если предположить, что резонанс при $E^* \approx 6$ МэВ имеет дипольный характер ($L = 1$).

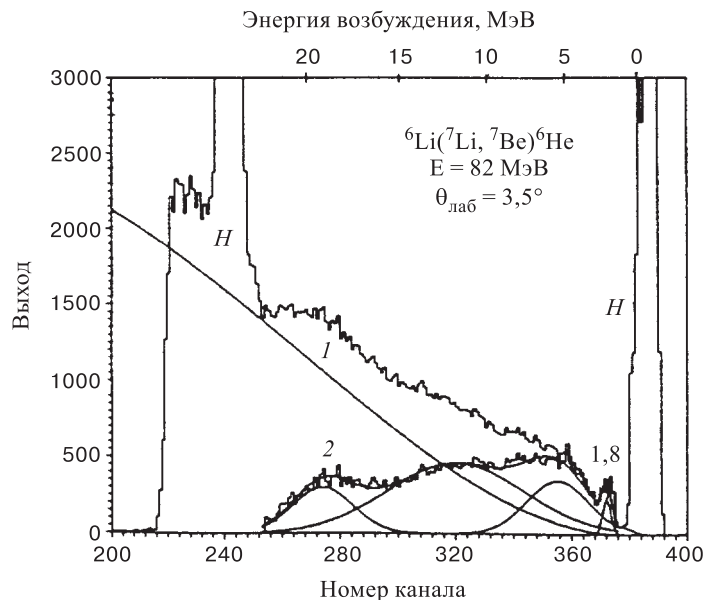


Рис. 1. Спектр ядра ${}^6\text{He}$, измеренный в реакции ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ при энергии 82 МэВ и $\theta = 3,5^\circ$ [7]: кривая 1 — 4-частичное (${}^7\text{Be}, \alpha, 2n$) фазовое пространство, нормализованное при $E^* = 22$ МэВ, кривая 2 — результат вычета кривой 1 из экспериментального спектра

Поэтому этот резонанс в [7] рассматривался как соответствующий предсказанному мягкому дипольному резонансу в ядре ${}^6\text{He}$.

Мягкий дипольный резонанс был предсказан для ядра ${}^6\text{He}$ в области энергии возбуждения $E^* = 4 \div 7$ МэВ [4]. Однако целый ряд теоретических расчетов, описывающих возбужденные состояния ${}^6\text{He}$, не могли дать определенный ответ о существовании в ${}^6\text{He}$ 1^- -резонанса, который мог быть отнесен к мягкой дипольной моде возбуждения (например, [8–10]). В расчетах спектра ${}^6\text{He}$, проведенных в [11], при малых энергиях возбуждения были определены две структуры резонансного типа: одна узкая, соответствующая хорошо известному 2^+ -уровню, и вторая широкая при $E^* \sim 4,5$ МэВ, в которую вклад дают мягкие моды 1^- , 2^+ , 1^+ и 0^+ . Однако полученные характеристики 1^- -мягкой моды не позволили назвать ее резонансом.

Поэтому весьма актуальной оказалась работа [12], где для поиска возбужденных уровней ${}^6\text{He}$ также была использована реакция ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$, но при энергии 50 МэВ/А. В измеренных энергетических спектрах наблюдались основное и первое возбужденное состояния при $E^* = 1,8$ МэВ, а также три других широких резонанса при $E^* = (5,6 \pm 0,3)$, $(14,6 \pm 0,7)$ и $(23,3 \pm 1,0)$ МэВ с ширинami $\Gamma = 12,1$; $7,4$ и $14,8$ МэВ. Измеренные

угловые распределения фитировались DWBA-расчетами. Хорошее согласие между экспериментом и расчетом получено для состояний с $E^* = 0, 0, 1, 8, 5, 6$ и $14, 6$ МэВ, если принять для них значения $J^\pi = 0_1^+, 2_1^+, 2_2^+$ и $1_1^-(2^-)$. В результате этих исследований не было подтверждено значение $J^\pi = 1^-$ для уровня $5, 6$ МэВ. Не исключено, что он соответствует низколежащему квадрупольному резонансу, который недавно был предсказан для ядер с нейтронной шубой [13].

Несомненно, структура ядра ${}^6\text{He}$ требует дальнейшего изучения, в том числе и по причине того, что теоретические расчеты весьма противоречивы относительно энергий и спинов возбужденных состояний [10–15].

В проблеме исследования гало в ядрах гелия принципиальным является вопрос измерения радиусов этих ядер. Исследованию радиусов ядер гелия, в том числе и ${}^6\text{He}$, посвящено несколько работ. Впервые систематическое измерение радиусов гелиевых ядер проведено в работе [16]. Позже в результате измерения радиусов изотопов Li и Be [17] было показано, что имеет место разница в нуклонных радиусах изобар с разными изospинами, ${}^6\text{He} - {}^6\text{Li}$, ${}^8\text{He} - {}^8\text{Li}$, в то время как в зеркальных ядрах ${}^7\text{Li} - {}^7\text{Be}$ такой разницы нет. Большие радиусы нейтроноизбыточных ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ показали возможность существования толстой нейтронной «шубы», которая проявляется в разнице между значениями R_{rms}^p и R_{rms}^n .

Проверка гипотезы существования нейтронной «шубы» была сделана на основе комбинированного анализа сечений взаимодействия (σ_I) изотопов He и сечений срыва двух и четырех нейтронов (σ_{-2n} и σ_{-4n}) с бомбардирующих ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ на углеродной мишени. Показано, что между этими сечениями существует определенная связь [18]. Если ${}^6\text{He}$ состоит из кора (${}^4\text{He}$) плюс два нейтрона, то имеет место соотношение

$$\sigma_{-2n}({}^6\text{He}) = \sigma_I({}^6\text{He}) - \sigma_I({}^4\text{He}).$$

Измеренные сечения этих реакций [16, 17, 19] для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ подтвердили предположение, что ядро ${}^4\text{He}$ является кором для ${}^6\text{He}$.

Однако в случае ${}^8\text{He}$ полученные сечения [16, 17, 19] не удовлетворяют соотношению

$$\sigma_{-2n}({}^8\text{He}) = \sigma_I({}^8\text{He}) - \sigma_I({}^6\text{He}),$$

откуда следует, что ${}^6\text{He}$ не является кором ${}^8\text{He}$. В то время было показано, что сечения следуют зависимости

$$\sigma_{-2n}({}^8\text{He}) + \sigma_{-4n}({}^8\text{He}) = \sigma_I({}^8\text{He}) - \sigma_I({}^4\text{He}).$$

Это означает, что ядро ${}^8\text{He}$ также имеет α -частичный кор и четыре нейтрона сверх этого кора.

Учитывая, что ${}^4\text{He}$ является кором для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, в рамках глауберовской модели, а также релятивистской теории среднего поля рассчитаны

Таблица 1. Среднеквадратичные радиусы распределения нуклонов, протонов и нейтронов в ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. R_I — радиусы взаимодействия

Ядро	${}^4\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^8\text{He}$
R_I , фм [17]	$1,41 \pm 0,03$	$2,18 \pm 0,02$	$2,48 \pm 0,03$
R_{rms}^m , фм [20]	$1,57 \pm 0,04$	$2,48 \pm 0,03$	$2,52 \pm 0,03$
R_{rms}^n , фм	$1,63 \pm 0,03$	$2,59 \pm 0,04$	$2,69 \pm 0,04$
R_{rms}^p , фм [21]	$1,63 \pm 0,03$	$1,72 \pm 0,04$	$1,76 \pm 0,03$
R_{rms}^m , фм	$1,63 \pm 0,03$	$2,33 \pm 0,04$	$2,49 \pm 0,04$
ΔR^{rms} , фм	0	$0,87 \pm 0,06$	$0,93 \pm 0,06$

нуклонные, протонные и нейтронные среднеквадратичные радиусы этих ядер [17, 20, 21]. Они представлены в табл. 1. Из расчетов видно, что нейтронные распределения для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ более протяженные, чем распределения протонов, и они начинают существенно превышать протонные при $R > 1$ фм, при этом $R_{rms}^n - R_{rms}^p \approx 0,9$ фм. В рамках трехчастичной модели [4] также было получено значение $\Delta R^{rms}({}^6\text{He}) \approx 0,8$ фм.

В рассматриваемом случае толстая нейтронная «шуба», очевидно, не является результатом слабой энергии связи валентных нейтронов, как это имеет место в случае ядра ${}^{11}\text{Li}$ ($S_{2n} = 0,310$ МэВ), поскольку энергии связи двух нейтронов в ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, соответственно, равны 0,98 и 2,14 МэВ.

В работе [22] экспериментально изучалось упругое рассеяние ${}^6\text{He}$ на водородной мишени при энергии ~ 700 МэВ/А. Для анализа данных и извлечения информации о размере ядра ${}^6\text{He}$ использовалась глауберовская теория с одночастичной плотностью вместо многочастичных ядерных плотностей для этого ядра. В результате лучшее согласие с экспериментальными данными авторы получили при значениях среднеквадратичного радиуса ядерного вещества $R_{rms}^m = (2,30 \pm 0,07)$ фм. В предположении, что радиус кора (было использовано усредненное значение $(1,88 \pm 0,12)$ фм) совпадает с радиусом протонного распределения в ${}^6\text{He}$, для среднеквадратичного радиуса нейтронного распределения получено значение $R_{rms}^n = (2,48 \pm 0,11)$ фм, и тогда $R_{rms}^n - R_{rms}^p = (0,61 \pm 0,21)$ фм. Авторы интерпретировали этот результат как доказательство существования в ${}^6\text{He}$ значительной нейтронной «шубы» около α -частичного кора.

Полученные в [22] значения среднеквадратических радиусов находятся в согласии с данными [21]. Однако они несколько ниже результата анализа данных той же работы [21] с применением других подходов, а именно $R_{rms}^m = (2,57 \pm 0,10)$ фм [23] и $R_{rms}^m = (2,71 \pm 0,04)$ фм [24]. В дальнейшем эксперимент, описанный в [22], был проанализирован [25] с помощью глауберовской теории с использованием трехчастичной $(\alpha + 2n)$ волновой функции ядра ${}^6\text{He}$. В рамках этого анализа значение R_{rms}^m получилось равным 2,50 фм.

Таким образом, из анализа данных по упругому рассеянию видно, что в зависимости от подхода значения радиусов могут получиться с разбросом $0,2 - 0,3$ фм.

Для получения информации о свойствах ${}^6\text{He}$ в [26] был проведен систематический анализ упругого рассеяния на протоне ряда ядер (${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$) при промежуточных энергиях от 32 до 75 МэВ/А. При анализе данных предполагалось, что ${}^4\text{He}$ является кором ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, а также ядра ${}^6\text{Li}$ (считается, что оно состоит из α -частичного кора и имеет протяженное нейтрон-протонное распределение). Исходя из того, что наклон угловых распределений определяется в основном радиусом распределения ядерного вещества, был сделан следующий вывод: практически одинаковые по форме угловые распределения ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ свидетельствуют о том, что значения их радиусов близки, в то время как отличие от распределения ${}^4\text{He}$ [27] означает, что радиусы ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ отличаются от радиуса ${}^4\text{He}$. Из сравнения экспериментальных результатов по упругому рассеянию в двух случаях $p + {}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He} + p$ на основе расчета углового распределения ${}^6\text{He} + p$ с параметрами потенциала, взятыми из реакции $p + {}^6\text{Li}$ [28], получено хорошее согласие расчета с экспериментом. Это означает, что характеристики распределений плотностей ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ очень похожи. Действительно, радиусы ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ близки: $R_{rms}^m({}^6\text{Li}) = (2,44 \pm 0,1)$ фм [29], а, как уже отмечалось выше, $R_{rms}^m({}^6\text{He}) = (2,48 \pm 0,03)$ фм [20].

В работе [26] была исследована чувствительность сечения упругого рассеяния к нейтронной «шубе» также путем рассмотрения трех разного типа плотностей распределения нуклонов. Расчеты показали, что с «реалистической» плотностью, принимающей во внимание протяженное распределение нейтронов «шубы», а также с плотностью, соответствующей экспериментальным радиусам R_{rms}^m , но пренебрегающей разницей между зарядовым и нейтронным радиусами, все данные для ${}^{6,8}\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ описываются хорошо. Расчеты с третьим видом плотности, где R_{rms}^m принимает значение радиуса ${}^4\text{He}$ (1,48 фм [29]), значительно отличаются от экспериментальных данных. Таким образом, из экспериментов по упругому рассеянию на протонах следует, что радиусы ядерного вещества R_{rms}^m ядер ${}^{6,8}\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ превышают радиус ${}^4\text{He}$, однако в этих экспериментах нельзя получить разницу между зарядовым и нейтронным радиусами.

Упругое рассеяние ${}^6\text{He}$ на ${}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{12}\text{C}$ при энергии около 10 МэВ/А изучалось в [30, 31]. При сравнении с упругим рассеянием ядер ${}^6\text{Li}$ оказалось, что для этих двух ядер радиусы сильного поглощения практически одинаковые.

Как уже отмечалось, один из важных аспектов структуры ${}^6\text{He}$ касается корреляций в нейтронном гало («шубе»). Ожидается, что имеют место две разные пространственные конфигурации: динейтронная, когда два валентных нейтрона вне α -кора находятся близко друг к другу, и сигарообразная, когда эти два нейтрона расположены на противоположных сторонах α -кора.

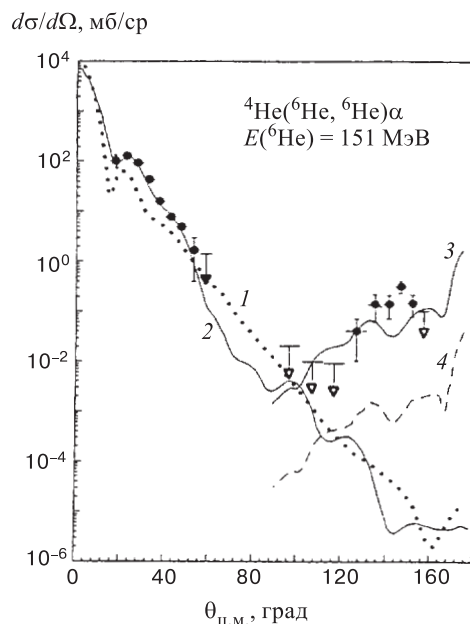


Рис. 2. Экспериментальные данные (значки) и теоретические расчеты (линии) для упругого рассеяния ${}^6\text{He} + {}^4\text{He}$ при энергии вторичного пучка ${}^6\text{He}$, равной 151 МэВ [32]. Кривые 1 и 2 — расчет сечения с разными параметрами оптического потенциала, 3 — расчет, учитывающий динейтронную и сигарообразную конфигурации двух валентных нейтронов ${}^6\text{He}$, 4 — расчет в случае удаления динейтронной конфигурации

В работе [1] для ${}^6\text{He}$ проводились трехчастичные расчеты, для которых ${}^6\text{He}$ является удобным, поскольку его волновая функция хорошо установлена, экспериментальная информация о подсистемах αn и nn достаточна для построения соответствующих потенциалов, а также в обоих случаях не существует кулоновского взаимодействия. Было показано, что вероятность распределения расстояний между частицами в ${}^6\text{He}$ имеет два максимума — один соответствует динейтронной, второй — сигарообразной конфигурации. Различие в высоте этих максимумов в основном является результатом того, что, вследствие nn -взаимодействия, динейтронная конфигурация более вероятна.

Этой проблеме был посвящен проведенный недавно эксперимент [32] по изучению двухнейтронного обмена в реакции ${}^6\text{He} + {}^4\text{He}$ при энергии вторичного пучка ${}^6\text{He}$, равной 151 МэВ. Интерпретация упругого рассеяния под задними углами (см. рис. 2) была возможна лишь в предположении, что $\sim 100\%$ сечение является результатом «динейтронной конфигурации».

Фрагментация ядер пучка ${}^6\text{He}$ при разных энергиях в диапазоне от 72 до 800 МэВ/А изучалась в работах [19,33–35] путем измерения импульсных рас-

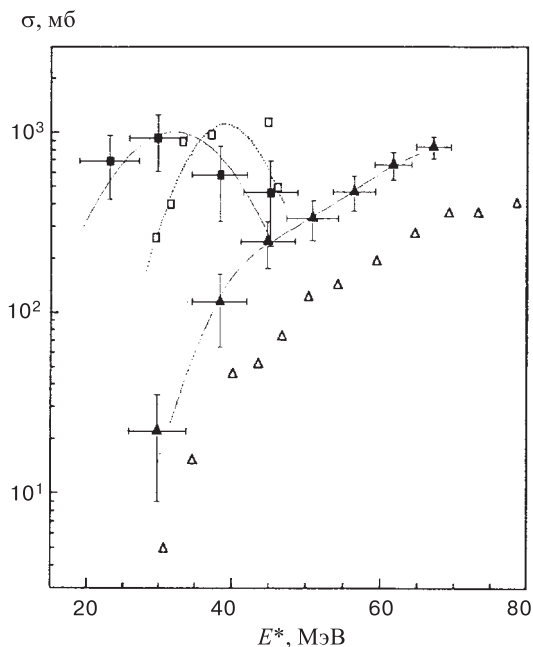


Рис. 3. Зависимость сечения деления (\triangle) и испарения четырех нейтронов (\square) от энергии возбуждения для реакции ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ (темные значки) в сравнении с функцией возбуждения для реакции ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ (светлые значки) [37]

пределений как ядер ${}^4\text{He}$, так и нейтронов из развала ${}^6\text{He}$. Предполагалось, что последовательный развал ${}^6\text{He}$ на ${}^4\text{He}$ через промежуточный резонанс ${}^5\text{He}$ является доминирующим механизмом при фрагментации ${}^6\text{He}$. Последствиям влияния промежуточных резонансов посвящены теоретические расчеты [36], в которых анализировался механизм реакции фрагментации ядра ${}^6\text{He}$ при большой энергии. Как возможные, рассматривались несколько механизмов. Лучшее описание экспериментальных данных получено при механизме, в котором имеют место взаимодействие одного нейтрона с ядром мишени и αn -взаимодействие в конечном состоянии, соответствующем резонансу ${}^5\text{He}_{g.s.}$

Большой интерес вызывают также исследования влияния нейтронной «шубы» в ядрах на механизм реакций слияния и деления. Этому вопросу посвящены работы [37–40]. В качестве примера на рис. 3 представлены результаты работы [37], в которой впервые была измерена функция возбуждения реакции деления составного ядра ${}^{215}\text{At}$, образующегося при взаимодействии пучка ${}^6\text{He}$ с ядрами ${}^{209}\text{Bi}$. Эта функция возбуждения сравнивалась с реакцией ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$. Здесь же представлена функция возбуждения для канала испарения четырех нейтронов из составного ядра ${}^{215}\text{At}$. Эксперименты в этом

направлении авторы предполагают продолжить. При этом, очевидно, необходимо исследовать делимость одного и того же составного ядра при одинаковом угловом моменте и энергии возбуждения, образующегося в реакции с пучками ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ (например, ${}^{208}\text{Pb} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{212}\text{Po}$ и ${}^{208}\text{Pb} + {}^6\text{He} \rightarrow {}^{212}\text{Po}$).

Эти результаты, связанные с механизмом взаимодействия экзотических ядер, являются чрезвычайно важными для понимания свойств таких ядер и их использования в ядерных реакциях, поэтому подобные эксперименты также легли в основу физических обоснований проектов фабрик радиоактивных пучков, которые создаются сейчас во многих центрах.

1.2. Ядро ${}^7\text{He}$ является нестабильным и проявляется в виде резонансного состояния в различных реакциях. Избыток массы (М.Е.) этого ядра измерен экспериментально с высокой точностью: М.Е. = $(26,11 \pm 0,03)$ МэВ. Ширина резонанса $\Gamma = 160$ кэВ. Из этого следует, что ${}^7\text{He}$ нестабилен по отношению к распаду на ${}^6\text{He} + n$ всего на 0,44 МэВ, что значительно меньше предсказаний различных теорий (примерно на 1 – 2,3 МэВ) [41, 42]. В последние годы это ядро также вызывает интерес экспериментаторов в связи с предсказаниями существования в нем возбужденных уровней (см. рис. 4).

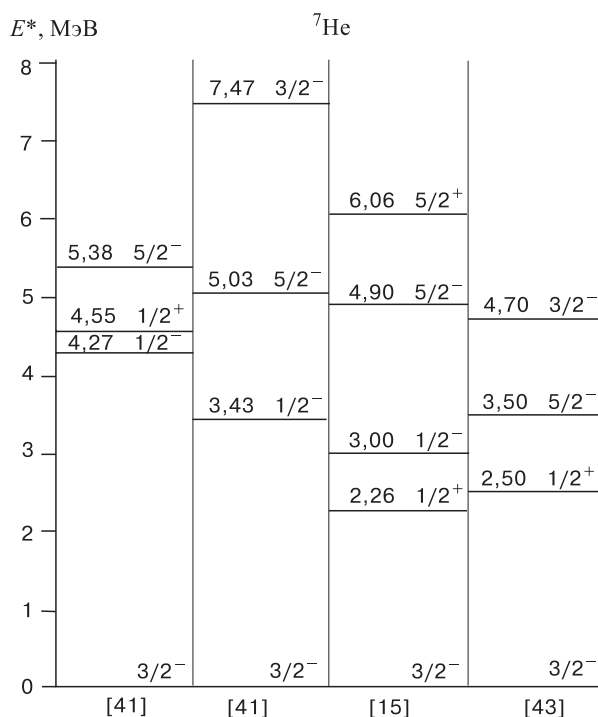
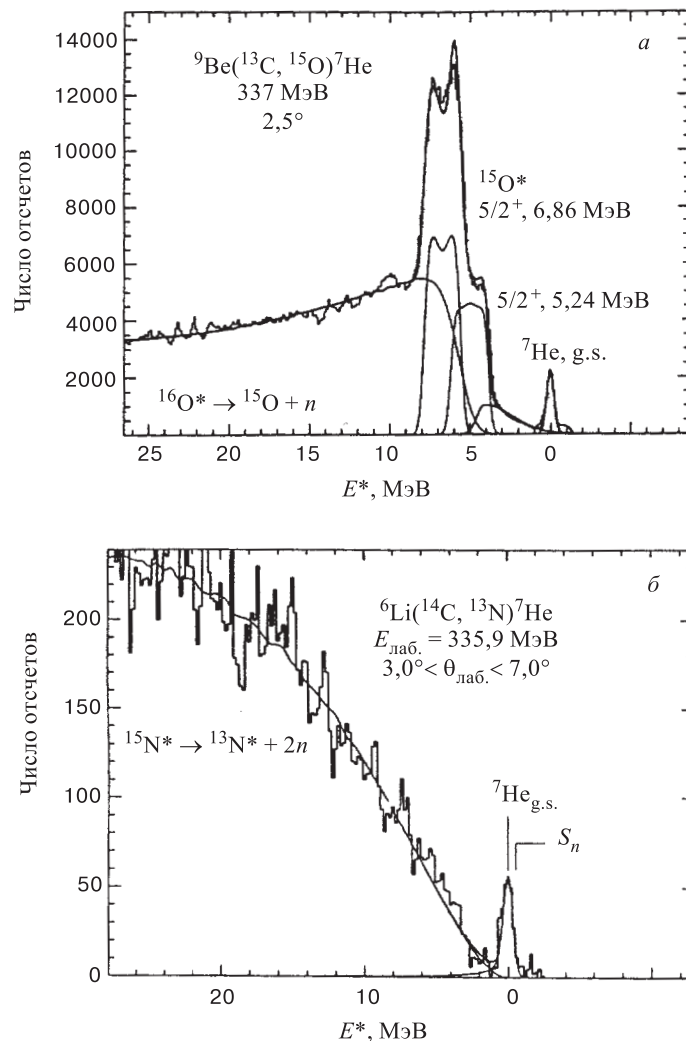


Рис. 4. Теоретические предсказания возбужденных уровней ${}^7\text{He}$ [15, 41, 43]

Рис. 5. Спектры реакций ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{O}){}^7\text{He}$ и ${}^6\text{Li}({}^{14}\text{C}, {}^{13}\text{N}){}^7\text{He}$ [46, 47]

В большинстве ранних экспериментов в ${}^7\text{He}$ не было обнаружено возбужденных уровней при энергии возбуждения $E^* < 10$ МэВ и с $\Gamma < 2$ МэВ (см. [5] и ссылки там). Однако в двух экспериментах — в реакции ${}^7\text{Li}(n, p){}^7\text{He}$ при энергии нейтронов $E_n = 60$ МэВ и в реакции ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{16}\text{O}){}^7\text{He}$ при энергии пучка ионов ${}^{14}\text{C}$, равной 152,6 МэВ, в спектрах недостающей массы были обнаружены пики, которые идентифицировались как возбужденные состояния ${}^7\text{He}$. В первом случае в спектрах протонов наблюдалось два ши-

роких распределения над фазовым пространством в области $E^* \sim 6$ МэВ и $E^* \sim (20 \pm 1)$ МэВ ($\Gamma = (9 \pm 2)$ МэВ) [6]. Во втором случае наблюдался пик, соответствующий энергии возбуждения $E^* \sim (2,9 \pm 0,5)$ МэВ с шириной $\Gamma = (1,5 \pm 0,5)$ МэВ [44]. Как видно, ранние экспериментальные данные весьма противоречивы.

В последующих экспериментах в реакциях подхвата двух протонов ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{16}\text{O}){}^7\text{He}$ и ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{O}){}^7\text{He}$ при энергии ~ 25 МэВ/А [45, 46] не было найдено возбужденных состояний в ядре ${}^7\text{He}$. Идентифицировалось основное $J^\pi = 3/2^-$ состояние, а наличие связанных возбужденных состояний в регистрируемых ядрах ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{15}\text{O}$ затрудняло наблюдение пиков, соответствующих резонансам в ядре ${}^7\text{He}$ выше ~ 5 МэВ (рис. 5,а). В другой реакции ${}^6\text{Li}({}^{14}\text{C}, {}^{13}\text{N}){}^7\text{He}$ [47], где два нейтрона передаются ядру мишени и один протон срывается, также не наблюдался резонанс $\nu 1p1/2$, (рис. 5,б). Сделано предположение о большой ширине этого резонанса, что затрудняет его наблюдение на фоне фазового пространства.

Другой подход к исследованию ядра ${}^7\text{He}$ использован в работах [48–50], проводимых на вторичных пучках ${}^8\text{He}$ (72 и 240 МэВ/А) и ${}^{11}\text{Li}$ (61 МэВ/А). В реакциях $p({}^8\text{He}, n{}^6\text{He})$, $d({}^{11}\text{Li}, n{}^6\text{He})$ и ${}^{12}\text{C}({}^8\text{He}, n{}^6\text{He})$ в спектрах инвариантной массы также наблюдался лишь резонанс, соответствующий основному состоянию ${}^7\text{He}$.

Ядро ${}^7\text{He}$ изучалось также и в реакции фрагментации, когда энергетические уровни определялись из относительной скорости между фрагментом

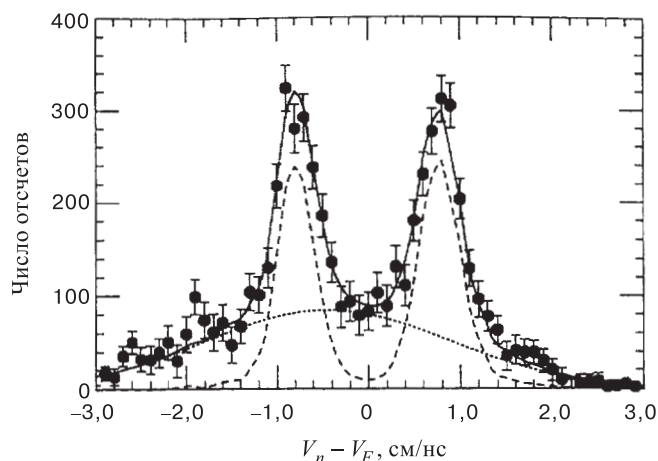


Рис. 6. Спектры относительной скорости между фрагментом (${}^6\text{He}$) и нейтроном распада ${}^7\text{He}$ [53]. Правый и левый пики отвечают испусканию нейтрона вперед и назад соответственно. Сплошная кривая — моделирование по методу Монте-Карло распада ${}^7\text{He}$ с использованием известных характеристик основного состояния $E_R = 450$ кэВ и $\Gamma = 160$ кэВ (пунктир) и предполагаемый фон (точки)

распада (${}^6\text{He}$) и нейтронами, регистрируемыми в совпадении [51–53]. На рис. 6 приведен измеренный спектр этой относительной скорости. Сплошной кривой показан спектр, являющийся суммой фона и распада ${}^7\text{He}$, рассчитанный с применением известных параметров основного состояния ядра ${}^7\text{He}$ ($E_R = 450$ кэВ и $\Gamma = 160$ кэВ). Максимумы при относительной скорости около $\pm 0,8$ см/нс соответствуют несвязанному основному состоянию ${}^7\text{He}$, имеющему приведенные выше параметры. Расчет хорошо воспроизводит экспериментальные данные. В этом эксперименте возбужденные состояния ${}^7\text{He}$ также не были обнаружены.

К вопросу о возможности существования в ядре ${}^7\text{He}$ возбужденных уровней мы еще вернемся в п. 1.4, посвященном ядру ${}^9\text{He}$.

1.3. Ядро ${}^8\text{He}$ является самым нейтроноизбыточным нуклонно-стабильным ядром ($N/Z = 3$). Его стабильность была предсказана еще в 1960 г. [54], а через несколько лет это ядро было синтезировано. Избыток массы ${}^8\text{He}$ измерялся в многочисленных экспериментах (см., например, [55]), и в качестве усредненного значения принято $M.E. = 31,598(7)$ МэВ [56]. В этом случае ${}^8\text{He}$ оказывается связанным по отношению к испусканию одного и двух нейтронов, соответственно, на $B_n = 2,580$ МэВ и $B_{2n} = 2,139$ МэВ.

Между тем для возбужденных состояний этого ядра до 1991 г. имелась довольно противоречивая экспериментальная информация [44, 45, 55, 57–59]. Почти во всех этих работах, за исключением [55, 58, 59], имеются указания на существование возбужденных уровней в ${}^8\text{He}$. Однако большинство результатов, полученных в перечисленных выше работах, имеют малую статистику.

В качестве примера на рис. 7 представлены спектры ${}^8\text{He}$, полученные в [44, 50, 59–61], а также в последнем эксперименте [62]. Экспериментальные значения энергий возбуждения представлены в табл. 2.

В работе [57] использовалась реакция ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^8\text{He}$. В реакциях ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{C}){}^8\text{He}$ (рис. 7, а) и ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{C}){}^8\text{He}$ были получены [44] значения энергий возбуждения для трех уровней, но интерпретация измеренных спектров была достаточно сложной из-за существования связанных уровней

Таблица 2. Экспериментальные данные по возбужденным уровням ${}^8\text{He}$ (МэВ)

[57]	[44]	[45, 60, 61]	[48]	[49]	[50]	[62]
	1,3±0,3					
2,8±0,4	2,7±0,3					
	4,0± 0,3	3,59± 0,06	3,57± 0,12	3,6± 0,25	3,72± 0,24	3,6
						4,54±0,15
			~ 5 – 6			6,03±0,10
~ 7						7,16±0,04

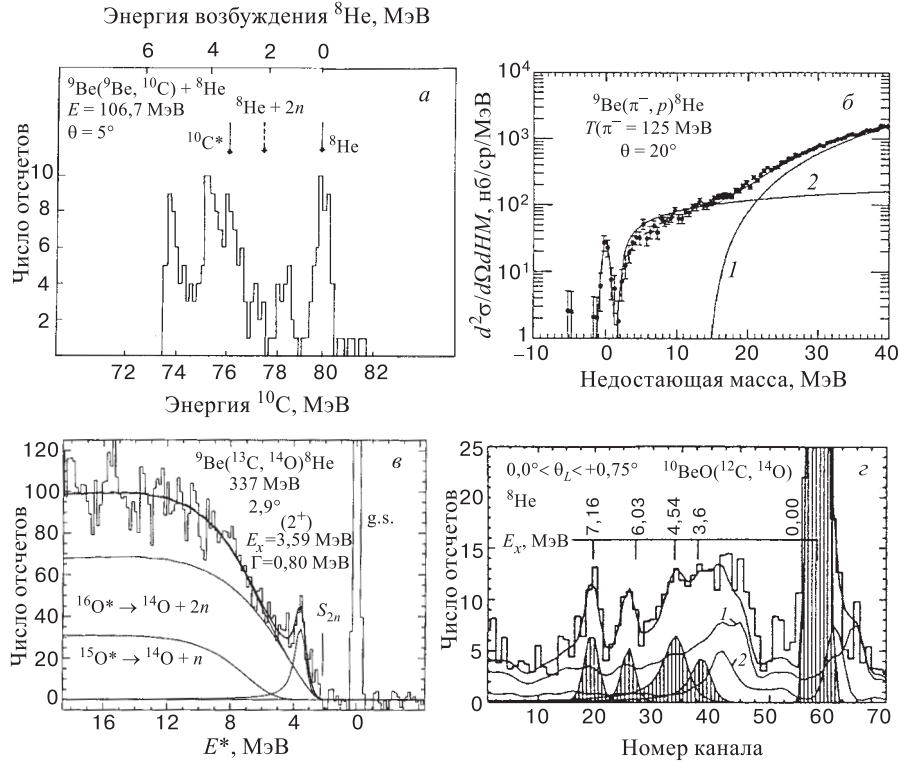


Рис. 7. Результаты экспериментов по поиску возбужденных состояний ядра ${}^8\text{He}$: а) в реакции ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{C}){}^8\text{He}$ при энергии 106,7 МэВ и $\theta = 5^\circ$ [44]; б) в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, p){}^8\text{He}$ при $T(\pi^-) = 125 \text{ МэВ}$ и $\theta = 20^\circ$ [59]; в) ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$ при энергии 337 МэВ и $\theta = 2,9^\circ$ [61]; г) ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$ при энергии 357 МэВ и $0,0^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 0,75^\circ$ [62]

в ядре отдачи ${}^{10}\text{C}$. В [59] в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, p){}^8\text{He}$ наблюдался только один пик, который соответствовал основному состоянию ${}^8\text{He}$ (рис. 7,б).

Статистически наиболее достоверными являются результаты [45, 60, 61] (рис. 7,в). В реакции ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$ при энергии 337 МэВ была определена энергия первого возбужденного состояния, которая составляла 3,59(6) МэВ. Ширина этого резонанса $\Gamma = 0,80 \text{ МэВ}$. С использованием R -матричных расчетов были определены наиболее вероятный спин и четность возбужденного уровня $J^\pi = 2^+$, что соответствовало нейтронной конфигурации $(1p3/2)^{-1}(1p1/2)^1$, точно так же, как уровни 2^+ ядер ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$, имеющих шесть нейтронов. Этот уровень, очевидно, является самым низким в ${}^8\text{He}$ (расчеты по оболочечной модели [15] дают тот же результат).

Хорошее согласие с результатом, показанным на рис. 7,в [45, 60, 61], получено в реакциях с радиоактивными пучками ${}^8\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$ [48–50]. В этих экспериментах использовались две методики — измерение спектров протонов отдачи и метод инвариантной массы.

В эксперименте [48] при энергии 72 МэВ/А использовалась реакция неупругого рассеяния ${}^8\text{He}$ на водородной мишени в обратной кинематике ${}^8\text{He}(p, p')$. В спектре энергии возбуждения ядра ${}^8\text{He}$ обнаружен пик, который соответствует возбужденному уровню ${}^8\text{He}$ с энергией $E^* = (3, 6 \pm 0, 2)$ МэВ. На основании измеренного углового распределения [48, 63] продуктов неупругого канала для спина и четности этого состояния ${}^8\text{He}$ подтверждено полученное ранее в [45] значение $J^\pi = 2^+$. В спектре инвариантной массы в реакции $p({}^8\text{He}, nn\,{}^6\text{He})$ получен пик при $E^* = (3, 5 \pm 0, 15)$ МэВ. Из двух измеренных величин авторы работы [48] предлагают для первого возбужденного 2^+ -уровня ${}^8\text{He}$ значение $E^* = (3, 57 \pm 0, 12)$ МэВ. Наблюдалось также некоторое превышение фона при $E^* \sim 5, 5 - 6$ МэВ.

Похожие результаты получены и в реакции фрагментации ${}^{11}\text{Li}$ (61 МэВ/А) на дейтериевой мишени [49], и в реакции развала ${}^8\text{He}$ (240 МэВ/А) на мишени из углерода [50]. В спектрах инвариантной массы ${}^6\text{He} + n + n$ наблюдался пик при $E^* = (3, 6 \pm 0, 25)$ МэВ в первом случае и при $E^* = (3, 72 \pm 0, 24)$ МэВ с шириной $\Gamma = (0, 53 \pm 0, 43)$ МэВ — во втором.

На рис. 7,г показан результат последнего эксперимента, проведенного с целью изучения возбужденных уровней ${}^8\text{He}$ [62]. Использовалась реакция двухпротонного захвата ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$ при энергии 357 МэВ. Здесь, кроме уже хорошо известного 2^+ -уровня с $E^* = 3, 6$ МэВ, наблюдались три новых состояния с $E^* = 4, 54(15)$, $6, 03(10)$ и $7, 16(4)$ МэВ. Их ширины равны, соответственно, $0, 70(25)$, $0, 15(15)$ и $0, 10(10)$ МэВ. Обращают на себя внимание небольшие значения ширины третьего и четвертого уровней. Их можно объяснить большим центробежным барьером для орбиты с $\ell = 2$, это означает, что уровни имеют отрицательную четность ($2^-, 3^-$). Из рис. 7,г видно также, что основное состояние заселяется с большей вероятностью по сравнению с возбужденными, что и можно было ожидать для реакции с захватом протонов.

Итак, из экспериментальных данных [45, 60, 61, 48–50] следует, что первый возбужденный 2^+ -уровень ${}^8\text{He}$ лежит при энергии возбуждения $\sim 3, 6$ МэВ.

Теоретические расчеты возбужденных уровней ${}^8\text{He}$ [15, 41, 43, 64] и их сравнение с экспериментом приводятся на рис. 8. В работах [43, 64] энергия первого 2^+ -уровня предсказывается равной, соответственно, $4, 02$ и $4, 2$ МэВ, что неплохо согласуется с экспериментальным значением. Кроме того, предсказывается существование уровней с энергией от $\sim 5, 7$ до $6, 4$ МэВ и имеющих спин 0^+ , 1^+ , 2^+ или 1^- [15, 41, 43]. Уровень с близкой энергией наблюдался в работе [62], а также, возможно, в [48].

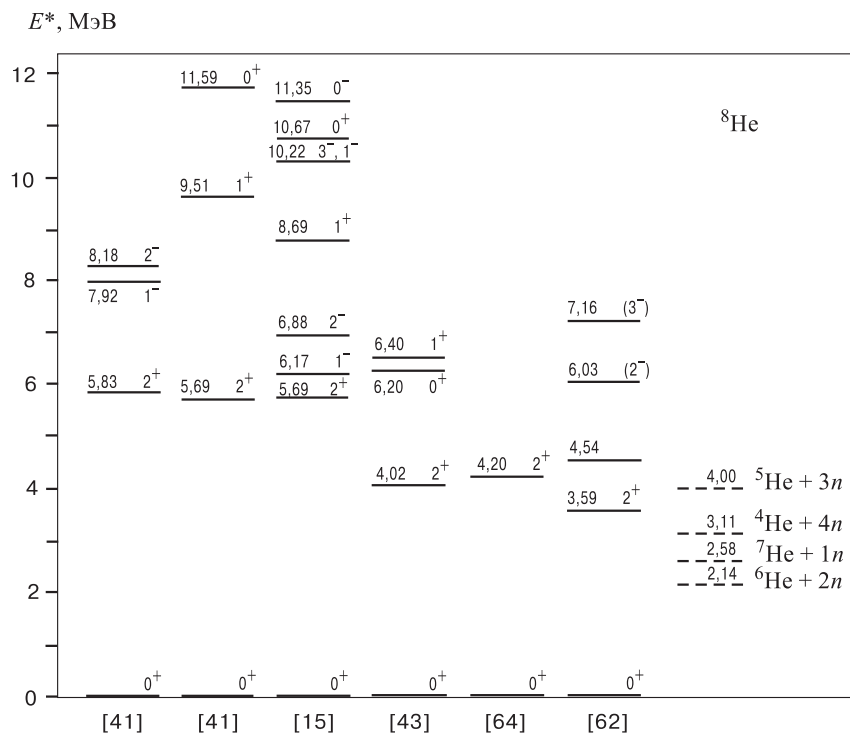


Рис. 8. Теоретические предсказания возбужденных уровней ${}^8\text{He}$ [15, 41, 43, 64] в сравнении с результатом их изучения в реакции ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$ [62]. Справа показаны пороги распада ядра ${}^8\text{He}$ путем испускания x нейтронов

Уровень 2^+ ($\sim 3,6$ МэВ) в ${}^8\text{He}$ лежит выше порогов испускания двух и четырех нейтронов (см. рис. 8). Поэтому он может распадаться как на ${}^6\text{He} + 2n$, так и на ${}^4\text{He} + 4n$. Однако в работе [48] показано, что ${}^8\text{He}^*$ (3,6 МэВ) нестабилен по отношению к распадам ${}^6\text{He} + 2n$ и ${}^4\text{He} + 4n$ в соотношении $\Gamma_{{}^4\text{He}+4n}/\Gamma_{{}^6\text{He}+2n} \leq 5\%$, т.е. распад на ${}^4\text{He} + 4n$ маловероятен. Кроме того, поскольку он расположен выше узкого резонанса основного состояния ${}^7\text{He}$, его распад на ${}^6\text{He} + 2n$ может происходить также последовательно двумя этапами через промежуточный резонанс ${}^7\text{He}$.

Уровни ${}^8\text{He}$, лежащие достаточно высоко над порогом распада ${}^8\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 4n$, представляют особый интерес, поскольку для них открыт канал с вылетом «тетранейтрона», а, как известно, ядро ${}^8\text{He}$ имеет α -частичный кор и 4 валентных нейтрона. Поэтому, хотя пока нет теоретических или экспериментальных аргументов в пользу образования $4n$ -кластера, вероятность

его существования в ядре ${}^8\text{He}$ нельзя исключить. Не исключено также, что может существовать и динейтронный кластер. Вероятность образования разных кластеров может быть оценена из анализа континуума в энергетических спектрах, так как его описание с помощью распределения фазового пространства зависит от количества и от масс частиц в выходном канале. Авторы работы [65], в связи с обнаруженным гало в слабосвязанных нейтроноизбыточных ядрах, обсуждают идею Мигдала [3], что несвязанный динейтрон (на ~ 70 кэВ) в поле ядра может вести себя как пара слабосвязанных нейтронов.

Вопрос о существовании динейтрона в ядре ${}^8\text{He}$ обсуждался в [59]. Ядро ${}^8\text{He}$ в этой работе было образовано в реакции поглощения пионов ${}^9\text{Be}(\pi^-, p){}^8\text{He}$ при энергии 125 МэВ. Полученный экспериментальный спектр показан на рис. 7,б. Авторы не смогли его описать с помощью фазового пространства, соответствующего развалу ${}^8\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n + n$. Удовлетворительное согласие с экспериментальными точками было получено с учетом двух каналов распада: ${}^8\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + {}^2n$ и ${}^8\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^3\text{H} + {}^2n$. Некоторое улучшение в описании спектра было достигнуто при добавлении малого вклада от процесса ${}^8\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n + n$. В то же время канал распада ${}^8\text{He} \rightarrow {}^7\text{He} + n$ для описания спектра авторы не учитывали. На основании такого анализа в работе [59] был сделан вывод о том, что динейтрон может существовать только в момент развала ядра ${}^8\text{He}$.

Между тем вопрос о существовании динейтрона в ${}^8\text{He}$ требует дальнейшего изучения.

В ядре ${}^8\text{He}$, так же как в ${}^6\text{He}$, обнаружена нейтронная «шуба». Высказано также предположение, что это есть проявление гало второго рода [2]. Вопрос этот уже обсуждался в п. 1.1, поэтому здесь остановимся лишь на основных выводах. Среднеквадратичный радиус ядерного вещества R_{rms}^m очень сильно увеличивается при переходе от ${}^4\text{He}$ ($1,57 \pm 0,5$ фм) к ${}^6\text{He}$ ($2,48 \pm 0,3$ фм) и ${}^8\text{He}$ ($2,52 \pm 0,3$ фм) [20], что свидетельствует о том, что ядро ${}^8\text{He}$ обладает большим пространственным распределением нейтронов вокруг некоего кора. На основе измеренных значений сечений взаимодействия (σ_I) и отделения двух и четырех нейтронов (σ_{-2n} и σ_{-4n}) был сделан вывод о том, что толщина нейтронной «шубы» в ${}^8\text{He}$ составляет $\sim 0,9$ фм [21]. Как и для ${}^6\text{He}$, это наиболее толстая нейтронная «шуба», наблюдаемая в ядрах. При этом [21] $R_{rms}^p = (1,76 \pm 0,03)$ фм, а $R_{rms}^n = (2,69 \pm 0,04)$ фм (см. табл. 1). Еще более существенным является вывод о том, что ${}^8\text{He}$ состоит из α -частичного кора, вокруг которого находится «шуба» из четырех нейтронов, а не из ядра ${}^6\text{He}$ как кора плюс два нейтрона [21]. «Шубу» ${}^8\text{He}$ можно рассматривать как пример чистой нейтронной материи.

Нуклонные распределения в ядре ${}^8\text{He}$ изучались с помощью упругого рассеяния на протонной мишени в обратной кинематике при энергии ~ 700 МэВ/А [22]. Удовлетворительное описание экспериментальных данных было получено со значением среднеквадратичного радиуса ядерного вещества,

равным $R_{rms}^m = (2,45 \pm 0,07)$ фм в согласии с данными из [17, 20, 21]. Для среднеквадратичного радиуса нейтронного распределения получено значение $R_{rms}^n = (2,67 \pm 0,05)$ фм, и тогда $R_{rms}^n - R_{rms}^p = (1,12 \pm 0,17)$ фм. Этот результат подтвердил наличие толстой нейтронной «шубы» в ядре ${}^8\text{He}$. Более поздний анализ [25] этих же экспериментальных данных с использованием другого подхода (см. п. 1.1) дал несколько большее значение $R_{rms}^m = 2,60$ фм.

О сравнительном исследовании упругого рассеяния на протоне ряда ядер, в том числе ${}^8\text{He}$, при промежуточных энергиях от 32 до 75 МэВ/А [26] уже отмечалось выше в п. 1.1.

Теоретический расчет, в котором использовалась 5-частичная $(\alpha + 4n)$ -модель в рамках приближения кластерно-орбитальной оболочечной модели COSMA, для ядра ${}^8\text{He}$ также дает подтверждение сильно отличающихся нейтронного и протонного пространственных распределений [66].

Интересная информация была получена в результате измерений импульсных распределений продуктов, образующихся при фрагментации ${}^8\text{He}$ при разных энергиях [19, 34, 50, 67]. В работе [34] был сделан вывод о том, что механизм последовательного распада через промежуточный резонанс (${}^7\text{He}$) является преобладающим в процессе образования ${}^6\text{He}$ при взаимодействии ${}^8\text{He}$ с ядром мишени (при большой энергии). Импульсные распределения ${}^6\text{He}$ и нейтронов, полученные в работе [19], были описаны в рамках модели COSMA для ядра ${}^8\text{He}$ с учетом вышеупомянутого механизма промежуточного резонанса [66]. Однако в [34, 50] была отмечена необходимость рассмотреть также последовательный распад из возбужденных состояний. В связи с этим в [50] был рассмотрен вклад последовательного распада через возбужденный уровень ${}^8\text{He}$ при $E^* \approx 3,6$ МэВ, который может распадаться на ${}^6\text{He}$ плюс два нейтрона непосредственно или через ${}^7\text{He}$ (распад на ${}^4\text{He} + 4n$ маловероятен, как было уже показано).

1.4. Ядро ${}^9\text{He}$ — одно из наиболее нейтроноизбыточных ядер, когда-либо наблюдавшихся в эксперименте ($N/Z = 3,5$); оно нуклонно-нестабильно.

Различные теоретические подходы дают сильный разброс в значениях избытка массы и энергии связи нейтрона [15, 41, 68–74]. Наименьшая расчетная энергия, на которую ядро ${}^9\text{He}$ не связано, равна 1,21 МэВ [41], и лишь в одной работе предсказывается его стабильность ($B_n = +1,67$ МэВ [70]). В большинстве работ расчетные значения энергии распада ${}^9\text{He}$ на ${}^8\text{He} + n$ лежат в диапазоне от 2,3 до 4,4 МэВ. Однако, учитывая, что энергии эмиссии одного нейтрона из нуклонно-нестабильных нечетных изотопов ${}^5\text{He}$ и ${}^7\text{He}$, соответственно, равняются 0,9 и 0,4 МэВ (по методу Гарви — Келсона можно было ожидать значения 1,3 и 2,3 МэВ), предполагалось, что ядро ${}^9\text{He}$ также более стабильно, чем считалось ранее.

Таблица 3. Экспериментальные значения избытка массы (М.Е.) и энергии связи одного нейтрона (B_n) для ядра ${}^9\text{He}$

Ссылка	М.Е., МэВ	B_n , МэВ
[68]	$40,80 \pm 0,10$	$-1,13 \pm 0,10$
[75]	$41,5 \pm 1,0$	$-1,83 \pm 1,00$
[45]	$40,83 \pm 0,08$	$-1,16 \pm 0,08$
[46]	$40,94 \pm 0,10$	$-1,27 \pm 0,10$
[56]*	$40,82 \pm 0,06$	$-1,15 \pm 0,06$

* Значения, принятые на основе экспериментальных данных.

Это предположение подтвердили все эксперименты по изучению структуры ядра ${}^9\text{He}$ [45, 46, 58, 60, 61, 68, 75]. В табл. 3 приведены экспериментальные значения избытка массы ${}^9\text{He}$, а также энергии связи одного нейтрона.

На рис. 9 показаны результаты некоторых экспериментов. Во всех случаях использовались реакции двойной перезарядки: в первом случае на π -мезонах, в остальных — с тяжелыми ионами.

Первый эксперимент [68] был проведен с использованием реакции двойной перезарядки на π -мезонах ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ при энергии 194 МэВ. В спект-

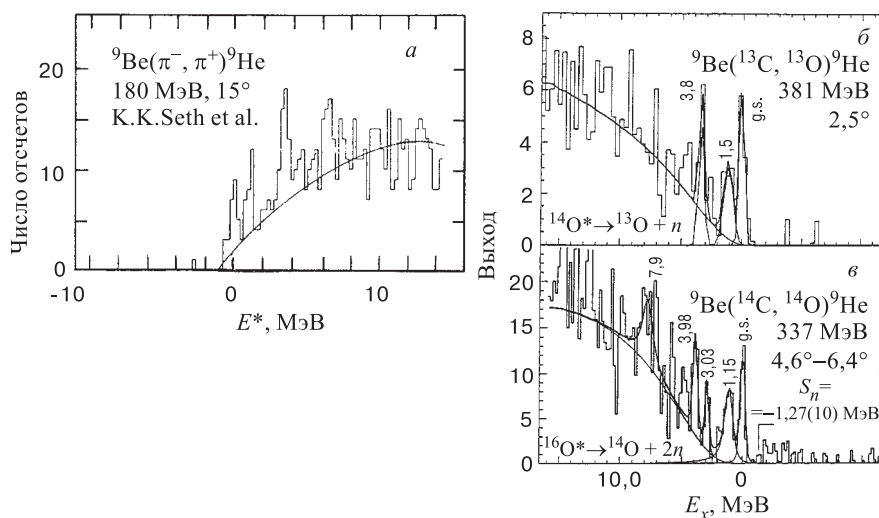


Рис. 9. Спектры энергии возбуждения ядра ${}^9\text{He}$, полученные в реакциях: а) ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ при энергии π -мезонов 180 МэВ и $\theta = 15^\circ$ [68]; б) ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ при энергии 381 МэВ и $\theta = 2,5^\circ$ [45]; в) ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ при энергии 337 МэВ и $\theta = 4,6^\circ - 6,4^\circ$ [60, 61]

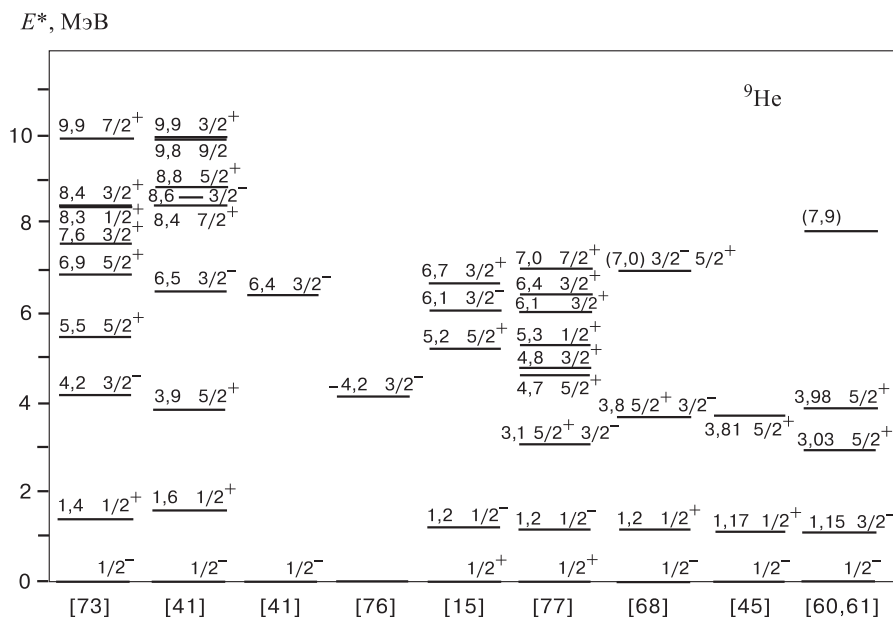


Рис. 10. Теоретические предсказания возбужденных уровней ${}^9\text{He}$ [15, 41, 73, 76, 77] в сравнении с экспериментальными результатами [45, 60, 61, 68]

ре π -мезонов наблюдался пик, соответствующий основному состоянию ${}^9\text{He}$ с шириной ~ 1 МэВ. Были получены также указания и на существование возбужденных состояний с энергиями ~ 2 и 4 МэВ. В той же реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$, при энергии 180 МэВ и с лучшим энергетическим разрешением, были уточнены энергии возбужденных уровней. Спектр π^+ -мезонов, полученный в этом случае, показан на рис. 9,а. Наблюдалось три пика, которые соответствуют энергиям возбуждения 1,2; 3,8 МэВ и, с меньшей статистикой, 7,0 МэВ. Авторы идентифицировали эти пики как возбужденные уровни в ядре ${}^9\text{He}$, имеющие спины и четности $1/2^-$, $1/2^+$ и $5/2^+$ (или $3/2^-$) соответственно. Более широкое распределение при ~ 7 МэВ, по мнению авторов, могло соответствовать состоянию ($3/2^-$ или $5/2^+$) при энергии $\sim 6,4 \div 6,9$ МэВ, которое предсказывалось ранее в [41, 73] (см. рис. 10).

На основании этих двух экспериментов избыток массы ${}^9\text{He}$ был определен равным $M.E. = (40,80 \pm 0,10)$ МэВ. Таким образом, основное состояние ${}^9\text{He}$ оказалось нестабильным по отношению к распаду на ${}^8\text{He} + n$ на $(1,13 \pm 0,10)$ МэВ [68].

Ядро ${}^9\text{He}$ изучалось также в реакциях двойной перезарядки на тяжелых ионах, а именно в реакциях ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ при энергии 381 МэВ [58, 45] и ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ при энергии 158 [75] и 337 МэВ [46, 60, 61].

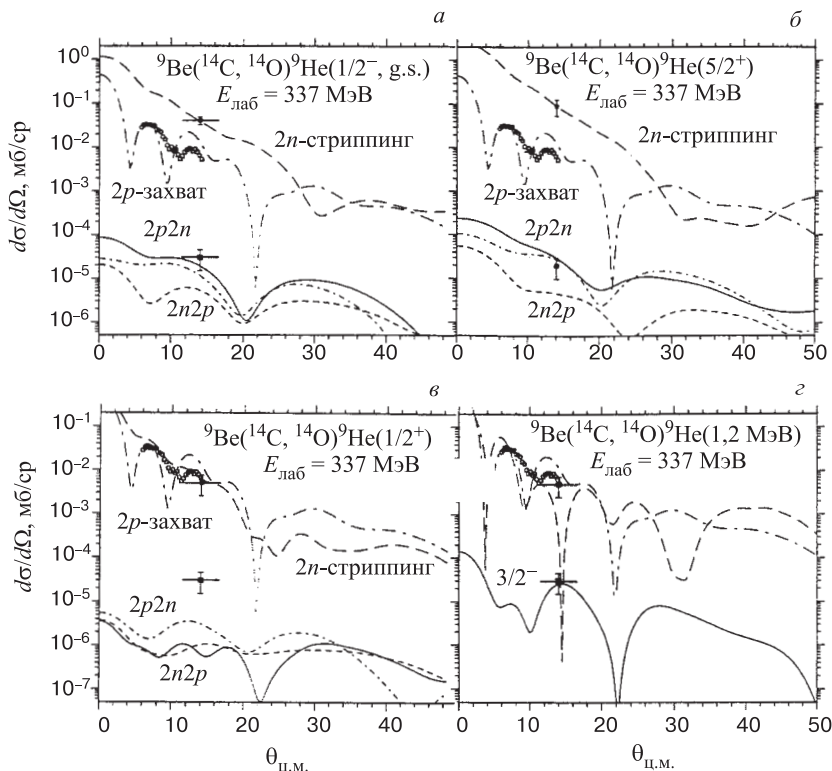


Рис. 11. Расчет в рамках метода связанных каналов для реакции $2n - 2p$ -обмена ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$, ведущей к а) основному состоянию, б) возбужденному состоянию 3,9 МэВ с $J^\pi = 5/2^+$, в) и з) возбужденному состоянию 1,2 МэВ, соответственно, с $J^\pi = 1/2^+$ и $3/2^-$ [79]

Спектр ${}^{13}\text{O}$, полученный в работе [45], показан на рис. 9,б. Наблюдалось основное состояние (1,16(8) МэВ над порогом распада на ${}^8\text{He} + n$) и два возбужденных уровня при $E^* = 1,15(10)$ и $3,80(12)$ МэВ.

Полученный в реакции ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ [46, 60, 61] результат представлен на рис. 9,в. Для массы ${}^9\text{He}$ определено значение $M.E. = 40,94(10)$ МэВ, т.е. энергия связи последнего нейтрона в ${}^9\text{He}$ равна $1,27(10)$ МэВ. Это значение, в рамках экспериментальной ошибки, совпало с результатами работ [45, 68]. Ширина резонанса основного состояния в этой реакции составила $\Gamma = 0,10(6)$ МэВ, и она согласована с R -матричными расчетами для состояния $\nu 1p1/2$. На многочастичном континууме, который описывался распадом резонанса в высоковозбужденном ${}^{16}\text{O}^*$, наблюдалось еще несколько резонансов при энергиях возбуждения $1,15(9)$, $3,03(8)$ и $3,98(8)$ МэВ. При энер-

гии 7,9 МэВ наблюдался еще один широкий пик. Ширина первого возбужденного уровня при энергии 1,15 МэВ составляла $\Gamma = 0,7(2)$ МэВ. Авторы определили, что соответствующие этой ширине спин и четность могут быть либо $1/2^+$, либо $3/2^-$. Резонансы с $\ell = 0$ сильно подавлены в этой реакции, и более вероятным является вариант $3/2^-$ с конфигурацией $(\pi 1p1/2)^2(\nu 1p3/2)^{-1}$. Такой результат был получен и по расчетам методом связанных каналов для обеих реакций ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ [78] и ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ [79]. Как видно из рис. 11, лучшее согласие между расчетом и экспериментальным значением сечения получается в случае $3/2^-$. Следующие два резонанса при 3,03 и 3,98 МэВ довольно узкие и их ширины были объяснены с помощью $\ell = 2$ орбит. При этом уровень 3,03 МэВ мог бы соответствовать нахождению одного нейтрона на орбите $1d5/2$. Уровень 3,98 МэВ, возможно, имеет более сложную конфигурацию, соответствующую случаю, когда к нейтронной конфигурации $[(1s1/2)^2 \otimes (1p3/2)^3 \otimes (1p1/2)^1]_{\frac{1}{2}}^+$ добавлен один нейтрон на орбите $1d5/2$. На самом деле это имеет место, когда к возбужденному $J^\pi = 2^+$ -состоянию ядра ${}^8\text{He}$ посажен один нейтрон на $1d5/2$ -оболочку. Расчеты для уровня 3,9 МэВ в рамках модели связанных каналов [78, 79] дают значение $J^\pi = 5/2^+$.

На рис. 10 сравниваются полученные экспериментальные результаты с расчетами в разных теоретических подходах. Экспериментальные результаты по энергиям уровней в рамках экспериментальной ошибки хорошо согласуются между собой (за исключением уровня 3,03 МэВ, который наблюдался в работе [46] впервые).

Что касается теоретических расчетов, то расчет в конфигурационном $(0+1)\hbar\omega$ -пространстве [41] предсказывает массу ${}^9\text{He}$ достаточно точно, в то время как остальные сильно расходятся с экспериментом. Результаты расчета (рис. 10) для возбужденных состояний, выполненного в рамках $(0+2)\hbar\omega$ -пространства, сильно отличаются от экспериментальных значений. В то же время практически все расчеты, выполненные для $(0+1)\hbar\omega$ -конфигурационного пространства, предсказывают уровень в интервале $1,2 \div 1,6$ МэВ энергии возбуждения. Заметно сильное различие между самими расчетами. Эксперименты подтверждают надежно лишь уровень ~ 3 МэВ [77], а также уровень ~ 4 МэВ [73, 41].

В вопросе о приписываемых уровням значениях спина и четности между расчетами также имеется ряд противоречий. Так, например, даже в расчетах, предполагающих одно и то же $(0+1)\hbar\omega$ -пространство, наблюдается исключительно необычная очередность заполнения уровней, т.е. инверсия уровней $3/2^-$ и $5/2^+$. Результаты экспериментов [46, 60, 61] и расчеты по методу связанных каналов [78, 79] для уровня с $E^* \approx 4$ МэВ согласуются с расчетами работы [41], когда $J^\pi = 5/2^+$. Как видно из рис. 10, теоретические расчеты расходятся также и в предсказании спина и четности основного состояния. Так, в работах [15, 77] предсказывается инверсия, т.е. для основного

состояния $J^\pi = 1/2^+$, а для первого возбужденного состояния $J^\pi = 1/2^-$, в то время как по оболочечной модели для основного состояния $J^\pi = 1/2^-$. Такой же результат дают и расчеты [73, 41], в том числе и в $(0 + 2)\hbar\omega$ -пространстве. Исходя из экспериментальных значений ширины основного и первого возбужденного уровня в работе [80] делается вывод, что инверсия четности в ядре ${}^9\text{He}$ не происходит.

Обнаружение нескольких возбужденных, довольно узких состояний в ${}^9\text{He}$ представляет интерес, так как для соседнего несвязанного ядра ${}^7\text{He}$ нет однозначного вывода о существовании возбужденных уровней, хотя они и предсказывались. Возможное объяснение этого различия было предложено в работе [80]. Оно состоит в следующем. Экспериментально было доказано, что ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ имеют гало или нейтронную «шубу» вследствие существования в них компактного кора (${}^4\text{He}$) [21]. Предполагается, что все пять валентных нейтронов ${}^9\text{He}$ приводят к большому пространственному разделению двух протонов. При распаде ${}^9\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + n$ необходимо перевести эти два протона в ${}^4\text{He}$ — кор дочернего ядра ${}^8\text{He}$. Поэтому образование ${}^8\text{He}$ при развале ${}^9\text{He}$ возможно лишь при большой перестройке нуклонов. В результате распад ${}^9\text{He}$ существенно затрудняется. Эта ситуация сильно отличается от случая с ${}^7\text{He}$. Находясь между ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, это ядро должно сохранить кор в виде α -частицы, так как трудно представить, что три нейтрона в ${}^7\text{He}$ способны разрушить α -кор, если четыре нейтрона в ${}^8\text{He}$ не могут этого сделать. Это означает, что имеет место сильная связь между ядром ${}^7\text{He}$ и продуктом его развала ${}^6\text{He}$. Поэтому развал ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$ должен происходить быстро (без существенной перестройки нуклонов), а предсказанные уровни с энергией возбуждения $E^* > 3 - 4$ МэВ должны иметь большие ширины, что и затрудняет их наблюдение в эксперименте.

Наконец, отметим, что существенное увеличение стабильности ядра ${}^9\text{He}$ по сравнению с ранее предсказанной позволило экспериментаторам более оптимистически подойти к исследованию ядра ${}^{10}\text{He}$.

*«Of course, if we find ${}^9\text{He}$, what is to stop us
from dreaming about the double-magic
darling of exotica lovers, ${}^{10}\text{He}$!»
K.Seth, 1988*

1.5. Ядро ${}^{10}\text{He}$. Поиски сверхтяжелого гелиевого изотопа ${}^{10}\text{He}$ имеют почти 30-летнюю историю. Долгое время считалось, что это ядро нуклонно-стабильное, поскольку является дважды магическим ($Z = 2$, $N = 8$). Хронологически эксперименты по поиску ядра ${}^{10}\text{He}$ можно разделить на две группы: первая до конца 70-х — начала 80-х годов и вторая — после 1981 г.

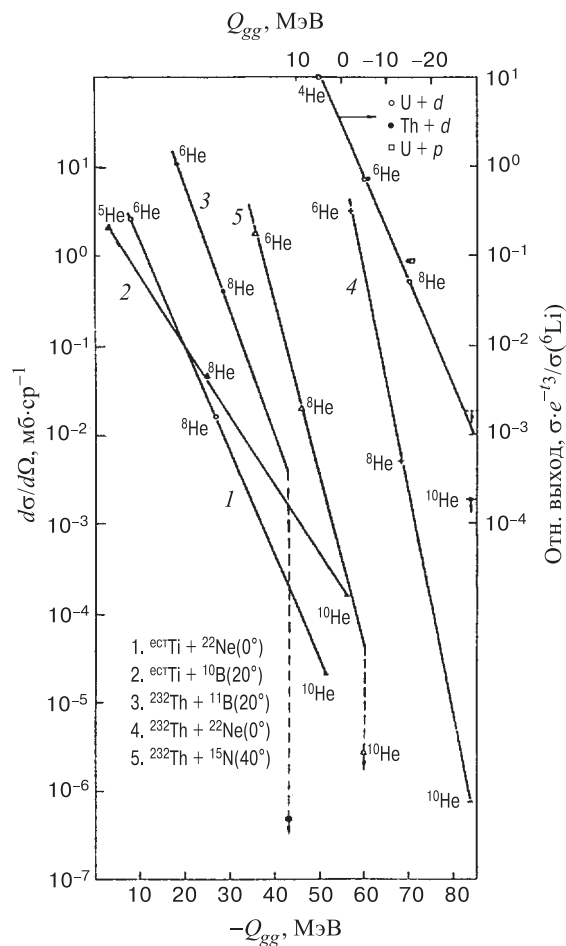


Рис. 12. Зависимость выходов гелиевых изотопов от Q -реакции для реакций с дейтронами, протонами и тяжелыми ионами ${}^{15}\text{N}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{10,11}\text{B}$ [87]

К первой группе относятся эксперименты, в которых пытались найти ${}^{10}\text{He}$ как нуклонно-стабильное ядро, среди легких фрагментов спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$ и среди продуктов реакций под действием тепловых нейтронов, высокоэнергичных протонов и дейтронов и тяжелых ионов [81–86] (см. рис. 12). Полученные отрицательные результаты по поиску стабильного ядра ${}^{10}\text{He}$ практически закрыли надежды на то, что оно нуклонно-стабильное.

Однако поиски этого ядра не прекратились, а наоборот — началась новая серия экспериментов. Это произошло после того, как в 1981 г. было экспериментально показано, что изотоп ${}^9\text{He}$ более стабилен, чем ожидалось

(см. [68] и ссылки там). Этот результат позволил предположить, что ^{10}He сильнее связан, чем предсказывалось ранее.

Поиск ядра ^{10}He был проведен в реакции $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$ (89 МэВ), выбранной в связи с тем, что выход изотопа ^8He в этой реакции оказался намного больше, чем в других [87]. Экстраполяция сечений образования в этой реакции известных нуклонно-стабильных изотопов гелия (см. рис. 12) дала ожидаемое значение сечения образования ^{10}He в этой реакции $\sim 5 \cdot 10^{-30}$ см²/ср. Однако в этом эксперименте, проведенном с высокой чувствительностью, была получена лишь верхняя граница образования ядра ^{10}He — она оказалась всего лишь $\sim 5 \cdot 10^{-34}$ см²/ср. Этот результат свидетельствовал о нестабильности ^{10}He .

Последующие попытки обнаружить ^{10}He как нуклонно-стабильное ядро были сделаны в реакции фрагментации ионов ^{11}Li с энергией 0,79 ГэВ/А на мишени из углерода [19]. Ядро ^{10}He могло образоваться при срыве одного протона с ядра ^{11}Li . Однако и в этом эксперименте была получена лишь верхняя граница образования ^{10}He , равная 50 мкб, что намного ниже, чем ожидаемые сечения (50 мб) для срыва одного протона в этой области бомбардирующих ядер. Реакция фрагментации ионов ^{18}O (30 МэВ/А) также не дала положительного результата [76]. В области легких фрагментов, где ожидался ^{10}He , не наблюдалось ни одного события. При этом была определена верхняя граница образования ^{10}He по сравнению с ^8He $Y(^{10}\text{He})/Y(^8\text{He}) \leq 3 \cdot 10^{-5}$, что соответствовало выходу ^{10}He в этой реакции примерно в 1000 раз ниже, чем ожидалось из экстраполяции выходов изотопов H, He и Li. Если иметь в виду эффективность реакций фрагментации налетающего иона для синтеза сильнейше-нейтроноизбыточных легких ядер [88–92], то полученный результат также свидетельствует о том, что ядро ^{10}He является нуклонно-нестабильным.

Были сделаны еще две попытки обнаружения ^{10}He среди продуктов тройного деления ^{252}Cf [93, 94]. Однако эти два эксперимента также не добавили ничего нового к вопросу о стабильности ^{10}He .

Расчетам структуры и свойств распада ^{10}He посвящено небольшое количество работ [41, 68–71, 74, 76, 95, 96]. Их основные результаты представлены в табл. 4. Видно, что имеет место сильный разброс в расчетных значениях. Результат [68] был получен экстраполяцией по формулам Гарви — Келсона по отношению к измеренной массе ^9He и свидетельствовал о том, что ^{10}He почти связан и может существовать в виде резонанса с некоторой шириной.

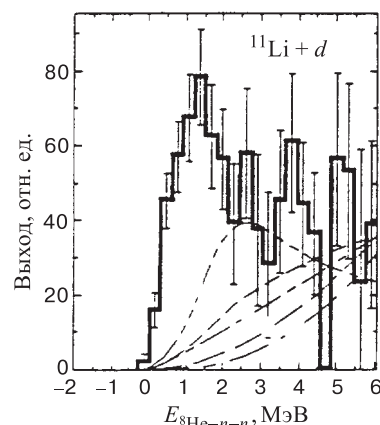
В связи с этим поиски ядра ^{10}He были продолжены с использованием других методов. Поскольку ^{10}He нуклонно-нестабилен, возможно, в принципе, наблюдение резонанса двумя способами: методом измерения инвариантной массы и методом измерения недостающей массы. Положительные результаты были достигнуты в 1994 г. [49, 96]. Остановимся на них подробнее.

Таблица 4. Избыток массы (М.Е.), энергия связи двух нейтронов (B_{2n}) и ширина уровней (Γ) в ^{10}He : теория и эксперимент

	Ссылка	М.Е., МэВ	B_{2n} , МэВ	Γ , МэВ
Теория	[68]	49,18	-1,44	
	[74] ¹	50,67	-2,93	
	[74] ²	50,23(88)	-2,49	
	[74] ³	49,35	-1,61	
	[76]	48,92(14)	-1,18(14)	
	[41]	52,70	-5,00	
	[95]	48,54(0,1)	-0,8(0,1)	0,15-0,3
	[96]	49,09(24)	-1,35(24)	
Эксперимент	[49]	48,94	-1,20(30)	1,2
	[96]	48,81(7)	-1,07(7)	0,3(2)

¹Tachibana et al.;²Comay et al.;³Janecke, Masson.

В RIKEN (Япония) [49] использовался пучок ^{11}Li при энергии 61 МэВ/А. Рассматривались два случая: реакция передачи протона $^{11}\text{Li} + d \rightarrow ^3\text{He} + ^{10}\text{He}$ и взаимодействие в конечном состоянии частиц $^8\text{He} + n + n$. Для вычисления инвариантной массы использовались тройные совпадения между ^8He и двумя нейтронами с измерением их энергии и углов вылета. Один из экспериментальных спектров, полученных в этой работе, показан на рис. 13. Как видно из рисунка, в спектре наблюдается максимум при энергии $(1,2 \pm 0,3)$ МэВ над порогом распада ^{10}He на $^8\text{He} + n + n$ (экспериментальное разрешение равно 1,5 МэВ). Авторы попробовали описать полученные спектры кривыми многочастичного фазового пространства, соответствующими процессам, идущим без образования ^{10}He . Ни один из расчетов не мог воспроизвести спектры и дать пик в районе 1,2 МэВ. Поэтому этот максимум был идентифицирован как резонанс основного состояния ^{10}He с шириной $\Gamma \leq 1,2$ МэВ.

Рис. 13. Спектр инвариантной массы $^8\text{He} + n + n$ из реакции $d(^{11}\text{Li}, 2n^8\text{He})$ [49]

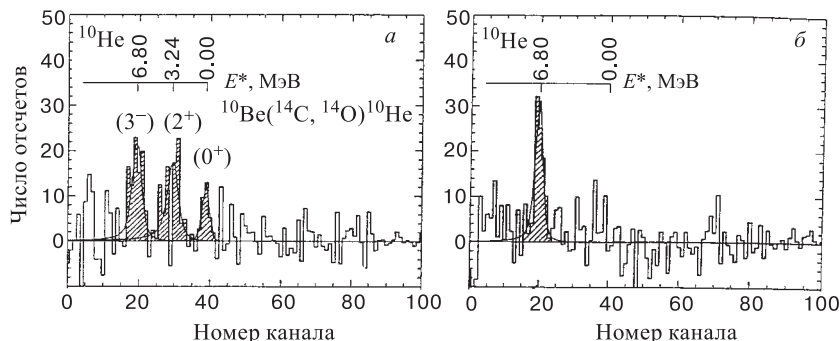


Рис. 14. Спектры, полученные в реакции $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})$ при энергии 334,4 МэВ после вычета фона: рис. *a* и *б* соответствуют угловым диапазонам $1,7^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 3,0^\circ$ и $2,7^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 3,9^\circ$ [96]

Возбужденные состояния не наблюдались. В этой работе было получено и подтверждение о прямом распаде основного состояния ^{10}He с испусканием одновременно двух нейтронов.

Метод бинарных реакций был применен для изучения ^{10}He в работе, сделанной в Институте им. Гана — Майтнер в Берлине. Изучалась реакция $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$ [96]. Использовались радиоактивный пучок ^{14}C с энергией 334,4 МэВ и радиоактивная мишень из ^{10}Be в виде BeO [97]. В связи с большим количеством примесей в мишени проводились дополнительные измерения на мишенях из ^{16}O (V_2O_5) и ^{12}C . На рис. 14 показаны, после вычета фона, энергетические спектры ^{10}He в двух угловых диапазонах, выбранных с учетом ожидаемых угловых распределений, соответствующих возбуждению различных уровней. Кроме основного состояния, наблюдались еще два резонанса, вклад которых был различен под разными углами.

Для резонанса основного состояния получены избыток массы $M.E. = 48,81(7)$ МэВ и полная энергия связи $B = -30,34(7)$ МэВ. Поэтому были сделаны следующие выводы [96]: ^{10}He нестабилен по отношению к распаду на $^8\text{He} + 2n$ на величину $B_{2n} = -1,07(7)$ МэВ. Распад этот происходит путем одновременного испускания двух нейтронов, поскольку их последовательная эмиссия невозможна из-за того, что основное состояние ^9He ($B_n \approx -1,27$ МэВ) лежит выше основного состояния ^{10}He . Результаты [96] подтверждают полученные ранее [49], но с более высокой точностью как для М.Е., так и для Γ основного состояния (см. табл. 4). В этом же эксперименте [96] получены и значения возбужденных состояний в ядре ^{10}He : они имеют значения энергии возбуждения $E^* = 3,24(20)$ и $6,80(7)$ МэВ, и ширины $\Gamma = 1,0(3)$ и $0,6(3)$ МэВ соответственно. Не исключена возможность разложения пика при $E^* = 3,24$ МэВ двумя компонентами.

Если в соотношение Гарви — Келсона [42]:

$$M(^{10}\text{He}) - M(^{10}\text{Be}) + M(^9\text{Li}) - M(^9\text{He}) + M(^{11}\text{Be}) - M(^{11}\text{Li}) = 0$$

подставить значения масс из [56], то для избытка массы ^{10}He получается значение $M.E. = 49,09(24)$ МэВ, что также очень близко к экспериментальному. Еще лучшее согласие было получено [76] в расчете для $0\hbar\omega$ -конфигурационного пространства, когда матричные элементы подгонялись, чтобы воспроизвести с высокой точностью энергии связи известных состояний всех гелиевых изотопов. В хорошем согласии с экспериментом, в том числе и для ширины основного состояния, находится расчет, сделанный в рамках трехчастичной модели методом K -гармоник [95].

Остановимся лишь на нескольких теоретических работах, в которых рассчитывалась структура ^{10}He . В работе [98] применялся самосогласованный HF – RPA-метод, в [15] расчет был сделан в оболочечном $(0 + 1)\hbar\omega$ -конфигурационном пространстве. Обе работы предсказывают наличие низколежащего 1^- -резонанса при $E^* \approx 1 - 1,5$ МэВ над основным состоянием. В эксперименте этот резонанс не наблюдался. В то же время в хорошем согласии с экспериментом находится предсказанный в [15] уровень 3^- при $E^* = 6,8$ МэВ.

Наиболее вероятные значения J^π для наблюдаемых резонансов ^{10}He в реакции $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$ можно получить на базе расчетов ширин в рамках R -матричной теории, предполагая эмиссию двух нейтронов с разными ℓ [96]. Для двух возбужденных уровней лучшее согласие было получено при $\ell = 2$ и $\ell = 3$. Поэтому им были приписаны значения $J^\pi = 2^+$ и 3^- соответственно. Необходимо отметить, что $J^\pi = 2^+$ получается лишь в том случае, если широкое распределение при $E^* = 3,24$ МэВ описывается одним резонансом. В то же время эксперимент и расчет сильно расходились для основного состояния с $\ell = 0$. Однако наблюдаемое малое значение ширины $\Gamma = 0,3(2)$ МэВ может быть объяснено энергетическими характеристиками этого резонанса. Как уже отмечалось, ^{10}He распадается путем испускания сразу двух нейтронов. Именно корреляция этих нейтронов может увеличить время жизни резонанса, вследствие чего его ширина уменьшится. В согласии с экспериментальным значением $\Gamma = 0,3(2)$ МэВ [96] находится результат расчета [95], согласно которому основному состоянию ^{10}He соответствует узкий резонанс с шириной $\Gamma \sim 150 - 300$ кэВ.

Относительно ширины основного и возбужденных состояний в работе [80] была высказана гипотеза (такая же, как и в случае ядра ^9He), заключающаяся в том, что: α -частичный кор в ^{10}He полностью разрушен, и распад на $^8\text{He} + 2n$ требует некоторого времени для формирования двух протонов в ядре ^8He .

Согласно оболочечной модели, ядро ^{10}He рассматривается как нейтроноизбыточное ядро с замкнутыми оболочками. Полученные в эксперименте зна-

чения энергий возбужденных состояний вместе с отнесенными им спинами и четностями могут служить основанием для некоторых выводов по поводу оболочечной структуры ^{10}He и надежности предсказаний оболочечной модели вблизи границ нуклонной стабильности. По мнению авторов [96], заполнение оболочек в ^{10}He может идти следующим образом. Состояния 2^+ и 3^- имеют конфигурации $(1p3/2)^{-1}(1p3/2)^1$ и $(1p1/2)^{-1}(1d5/2)^1$ соответственно. Напомним, что состояние 2^+ лежит ниже состояния 3^- . Это означает, что 2^+ -состояние образуется посадкой одного нейтрона на $1p1/2$ -оболочку, в связи с тем, что оболочка $1p1/2$ не была до этого заполнена. В то же время $2s1/2$ -оболочка является заполненной. Отсюда следует, что $2s1/2$ -оболочка в ^{10}He находится вблизи $1p1/2$ -оболочки или даже ниже (для сравнения вспомним, что низколежащий дипольный резонанс в ^{11}Li , имеющем, как и ^{10}He , число нейтронов $N = 8$, является результатом понижения $2s1/2$ -оболочки в область $1p1/2$ -оболочки, а в ядре ^{11}Be оболочка $2s1/2$ вообще находится ниже $1p1/2$). В связи с этим авторы работы [96] высказали предположение, что замкнутая оболочка появляется не при $N = 8$, а лишь при $N = 10$, т.е. в ядре ^{12}He . Если это так, то существование низколежащего уровня 1^- с конфигурацией $(1p1/2)$, $(2s1/2)$ тоже возможно. Такое состояние, напомним, предсказывалось в [98] в качестве первого возбужденного состояния для ядра ^{10}He .

Между тем нам кажется, что необходимо продолжить дальнейшее изучение ^{10}He для того, чтобы получить более полную информацию о структуре этого экзотического ядра. В принципе, возможные пути дальнейшего его исследования — это использование реакций типа $^{10}\text{Be}(\pi^-, \pi^+)$, $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{Ne})$, $^{10}\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})$, $^{10}\text{Be}(^9\text{Be}, ^9\text{C})$, а также реакции с радиоактивными пучками в прямой, например $^{10}\text{Be}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{O})$, и в обратной кинематике, например $^{11}\text{Li}(p, 2p)$, $^{11}\text{Li}(t, ^4\text{He})$, $^{11}\text{Li}(d, ^3\text{He})$, $^9\text{Li}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})$, $^8\text{He}(t, p)$. Детальная информация о ядре ^{10}He позволит экстраполировать наши знания на более тяжелые изотопы гелия.

1.6. Изотопы гелия с $A > 10$. Эти изотопы пока в эксперименте не наблюдались. Теоретические расчеты и экстраполяции предсказывают, что изотопы ^{11}He и ^{12}He нуклонно-нестабильные. Экстраполяцию можно сделать из систематики [56] значений B_n и B_{2n} для изотопов с $N = 9$ и $N = 10$, рис. 15. Полученные значения сравниваются с расчетами разных авторов в табл. 5.

Между тем исследование таких изотопов в разных реакциях имеет чрезвычайно важное значение для понимания ситуации со стабильностью нейтроноизбыточных ядер и роли ядерных сил (nn -взаимодействие) в стабильности нейтронных ядер. Можно предложить следующие реакции для получения сверхтяжелых изотопов гелия: $^{10}\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{Ne})^{11}\text{He}$, $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{O})^{11}\text{He}$, $^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Mg})^{12}\text{He}$, $^{12}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{12}\text{He}$, $^{11}\text{Li}(t, ^3\text{He})^{11}\text{He}$, $^{11}\text{Li}(d, 2p)^{11}\text{He}$.

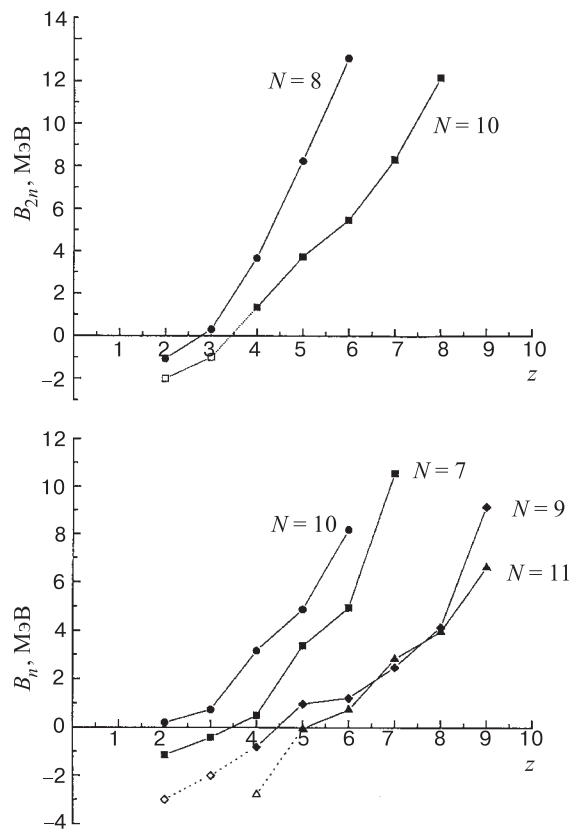


Рис. 15. Систематика значений энергии связи одного и двух нейтронов [56] для изотопов с $N = 8 \div 11$. Пунктирными линиями показаны экстраполяции

Таблица 5. Энергии связи одного и двух нейтронов B_n и B_{2n} (МэВ) для ядер ^{11}He и ^{12}He

Ссылка	[69]	[74] ¹	[74] ²	[74] ³	[41]	[15]	Экстрап.
$B_n(^{11}\text{He})$	-6,77	-8,6	-7,9	—	-9,9	-8,1	-3,0
$B_{2n}(^{11}\text{He})$	-7,11	-8,5	-7,9	—	-9,8	-8,0	—
$B_{2n}(^{12}\text{He})$	-8,93	-10,1	-10,1	-9,1	-13,1	-9,4	-2,0

¹Tachibana et al.;

²Comay et al.;

³Janecke, Masson.

2. ИЗОТОПЫ ЛИТИЯ

В этом разделе мы остановимся только на двух изотопах лития: ^{10}Li и ^{11}Li , которые в последние годы привлекали наибольшее внимание теоретиков и экспериментаторов в связи со своей экзотичностью. Борроминовское ядро ^{11}Li состоит из кора ^9Li и двух валентных нейтронов сверх этого кора. Для расчетов ^{11}Li как трехчастичной системы необходима информация о взаимодействиях $^9\text{Li} + n$ и $n + n$. Характеристики $(n + n)$ -взаимодействия хорошо известны. Информацию о $^9\text{Li} + n$ -взаимодействии можно извлечь из данных о структуре ядра ^{10}Li , т.е. необходимо иметь данные об основном и низколежащих уровнях этого ядра, которые в настоящее время являются весьма противоречивыми.

2.1. Ядро ^{10}Li . Ядро ^{10}Li состоит из кора ^9Li , находящегося в основном состоянии, и валентного нейтрона. В работе [84] среди изотопов легких элементов, образующихся в реакции фрагментации урана пучком протонов, ядро ^{10}Li обнаружено не было. На этом основании был сделан вывод о его нестабильности относительно испускания нуклонов. Все дальнейшие исследования свидетельствуют о том, что нейтронную нестабильность ядра ^{10}Li можно считать установленной.

Ядро ^{10}Li является нечетно-нечетным — имеет 3 протона и 7 нейтронов. Нечетный протон находится на $1p3/2$ -оболочке, а последний нечетный нейтрон — на $1p1/2$ - или на $2s1/2$ -оболочке (как это имеет место в ядре ^{11}Be [5], в котором число нейтронов такое же, как и в ^{10}Li). Поэтому низколежащие состояния ^{10}Li , как предполагается, существуют в виде двух дублетов:

- 1) $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ 1^+ и 2^+ ,
- 2) $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 2s1/2]$ 2^- и 1^- ,

при этом, в соответствии с правилами Нордхайма [99], состояния с четностью 1^+ и 2^- должны лежать ниже вторых состояний из соответствующих конфигураций (2^+ и 1^-). Вместе с тем вопрос о том, с каким нейтроном образуется основное состояние ^{10}Li , до сих пор является открытым.

В 1975 г. впервые была сделана попытка в реакции передачи $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$, при энергии 121 МэВ, определить избыток массы ядра ^{10}Li [100]. Наблюденное состояние (ему приписана авторами положительная четность) было принято за основное. Ему соответствовал избыток массы $M.E. = 33,83(25)$ МэВ и ширина $\Gamma = (1,2 \pm 0,3)$ МэВ. Ядро ^{10}Li в этом случае оказывалось несвязанным по отношению к испусканию нейтрона на $(0,805 \pm 0,25)$ МэВ. Это значение оказалось значительно выше предсказанного другими авторами 0,26 МэВ [69] и 0,21 МэВ [71] и тем более предсказанного в работе [101] значения $(0,062 \pm 0,060)$ МэВ.

Несколько позже авторами работы [102] было сделано предположение, что в работе [100] наблюдалось первое возбужденное состояние с положительной четностью, соответствующее $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ -оболочечно-модельной

конфигурации (нейтрон на $1p_{1/2}$ -оболочке), тогда как основное состояние должно было находиться примерно на 800 кэВ ниже и иметь отрицательную четность (нейтрон на $2s_{1/2}$ -оболочке). Основанием для этого вывода послужила также ранее известная работа [101], где в ядре ^{10}Be было обнаружено состояние $T = 2$, которое является аналогом основного состояния ядра ^{10}Li и соответствует в ^{10}Li близкому к нулю порогу распада с испусканием частицы.

Описание энергий связи, спинов и четностей нейтроноизбыточных легких ядер p -оболочки в модельных пространствах $(0 + 1)\hbar\omega$ и $(0 + 2)\hbar\omega$ привело к предсказанию для двух первых состояний ^{10}Li последовательности уровней 1^+ , 2^+ и 2^+ , 1^+ соответственно [41]. При этом расстояние между уровнями в любой паре составило 0,65 МэВ.

Позднее в работе [103] был измерен спектр протонов, образовавшихся в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$. Наблюдался один широкий резонанс при энергии $(0,15 \pm 0,15)$ МэВ над порогом испускания нейтрона с шириной ~ 1 МэВ, который описывался формулой Брейта — Вигнера с энергетической зависимостью ширины в s -волновом приближении ($\ell = 0$).

Лучшее согласие с экспериментом было достигнуто в расчетах в рамках оболочечной модели с использованием более сложного взаимодействия [104]. Из этих расчетов следовало, что для ^{10}Li в конфигурации $[\pi 1p_{3/2} \otimes \nu 2s_{1/2}]$ можно было ожидать основное состояние со спином и четностью 2^- . Такой же вывод был сделан и в новом $(0 + 1)\hbar\omega$ -модельном расчете [15], где на основе большого числа экспериментальных данных для основного состояния ^{10}Li было получено значение $J^\pi = 2^-$. Второй член дублета (1^-) оказался при энергии около 2,1 МэВ, а нейтрон на p -орбите привел к близлежащему дублету $1^+/2^+$. В этой работе были предсказаны уровни и в районе 4,5 МэВ. В работе [77], где для расчета энергетических спектров и объяснения инверсии последовательности заселения уровней в ядрах с $N = 7$ в рамках оболочечной модели в $(0 + 1)\hbar\omega$ -модельном пространстве привлекалась зависимость кинетической энергии sd -орбит от изоспина, для ^{10}Li было получено основное состояние с $J^\pi = 2^-$, первое возбужденное состояние с $J^\pi = 1^+$ и энергией 0,218 МэВ, а также ряд других возбужденных состояний в районе 1, 2 — 1, 4, 3, 4 — 3, 9 и 4, 6 — 4, 8 МэВ.

Очевидная неоднозначность по отношению к энергии основного состояния ^{10}Li , его спина и четности привела к необходимости проведения целого ряда новых экспериментов и теоретических расчетов.

Дальнейшие эксперименты можно разделить на две группы — первая, в которой использовались реакции передачи нескольких нуклонов [61, 105–108], и вторая, в которой измерялись характеристики продуктов, образовавшихся при фрагментации налетающего иона [34, 51–53, 109–111].

В работах [61, 105, 106] структура ядра ^{10}Li изучалась с помощью реакций передачи: $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$, $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ и $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$. Пред-

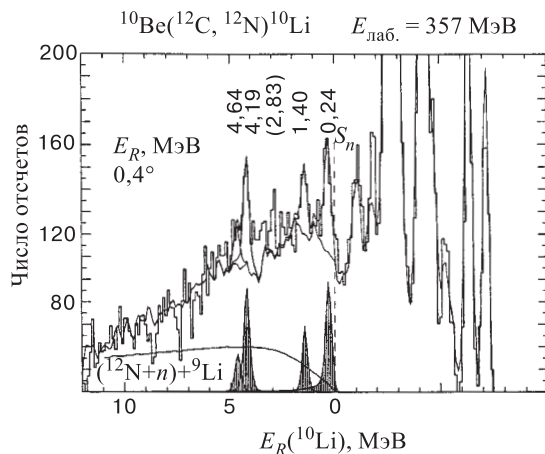


Рис. 16. Спектр ^{10}Li из реакции $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ при энергии 357 МэВ и $0,4^\circ$. Сплошная кривая — сумма нормализованных фоновых спектров на мишенях из ^{16}O и ^{12}C и вклад от процесса последовательного распада высоковозбужденного ядра $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$ (показанного отдельной кривой) [61, 106]. S_n — порог развала ^{10}Li на $^9\text{Li} + n$

полагалось, что разные реакции дадут разную селективность при заселении уровней. Основные результаты этих работ представлены на рис. 16 и 17.

В реакции $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$, где используется мишень с $J^\pi = 0^+$, имеет место переворот спина $0^+ \rightarrow 1^+$ в бомбардирующем ядре, и преимущественно заселяются уровни с четностью π , определяемой соотношением $(-1)^J \pi = -1$, где J — спин состояния (целое число) [112]. Поэтому ожидалось, что реакция $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ обеспечит наилучшие условия для спектроскопии состояния со спином и четностью $J^\pi = 1^+, 2^-, 3^+, 4^-$ и т.д. В качестве примера на рис. 16 показан спектр ^{10}Li , измеренный в этой реакции [61, 106]. При угле $0,4^\circ$ наблюдалось три узких пика с энергиями $E_R = 0,24(6)$, $1,40(8)$ и $4,19(10)$ МэВ над порогом развала $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$. Под углами $0,95^\circ$ и $1,45^\circ$ были видны также пики с энергией $2,35(10)$ и $4,64(8)$ МэВ. Самый низколежащий резонанс $0,24$ МэВ ($\Gamma = 0,10$ МэВ) хорошо проявляется под всеми углами, что позволило предположить, что этот резонанс может соответствовать основному состоянию и что с большой вероятностью для него $J^\pi = 1^+$ из $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ -конфигурации. Возможно, резонансы при энергиях $4,19$ и $4,64$ МэВ, а также слабый резонанс при $2,83$ МэВ, входят в состав $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1d5/2]$ -конфигурации с возможными спинами $2^-, 4^-$ и 3^- (или 1^-). S -волновой резонанс в этом случае не наблюдался. Второе состояние дублета (2^+) также не наблюдалось в этой реакции. Однако состояние 2^+ проявляется в результате нового анализа [61, 106] реакции $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$

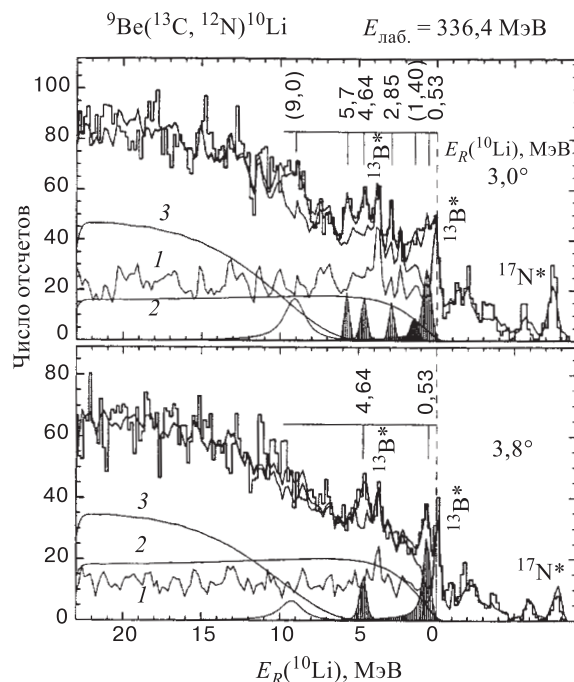


Рис. 17. Энергетические спектры реакции ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$ при 24 МэВ/А и углах $3,0^\circ$ и $3,8^\circ$ [106]. Для описания пиков использованы брейт-вигнеровские распределения. Кривые 1 — сумма вкладов от примесей в мишени, 2 и 3 — последовательный распад высоковозбужденного ${}^{13}\text{N}^*$

(рис. 17). Как видно из рисунка, в этом случае имеют место резонансы при $E_R = 0,53(6)$ МэВ с шириной $0,30(8)$ МэВ, а также при $2,85(6)$, $4,64(8)$, $5,7(1)$ МэВ, и с меньшей вероятностью $1,40(8)$ МэВ. Кроме того, широкая структура наблюдается при $9,0$ МэВ. Резонанс при $E_R = 0,53(6)$ МэВ идентифицируется как 2^+ -состояние дублета $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ -конфигурации.

Структура низколежащих уровней ${}^{10}\text{Li}$ изучалась экспериментально и в реакции ${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ [107] при энергии 130 МэВ. Лучшее описание спектра, представленного на рис. 18, получено с помощью двух пиков: один с шириной $\Gamma_{\text{лаб}} = (358 \pm 23)$ кэВ и второй более узкий с $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ. Уровень, соответствующий первому пику, как считают авторы работы, должен быть нейтронно-неустойчив на (538 ± 62) кэВ, а для второго $B_n \geq -100$ кэВ. Авторы считают также, что уровень при 538 кэВ отвечает p -волновому резонансу, тогда как предполагаемое основное состояние (100 кэВ) может быть либо s -, либо p -волновым резонансом (необходимо учитывать, что в данном случае статистика очень мала и, очевидно, требуется новое измерение).

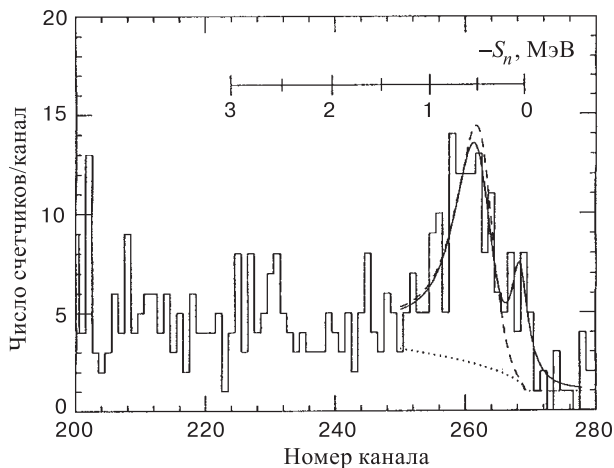


Рис. 18. Энергетический спектр из реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ при энергии 130 МэВ [107]. Сплошная кривая получена с учетом p - и s -волнового резонансов и фона; пунктирная кривая — с учетом p -волнового резонанса и фона; точечная кривая — фон

Для спектроскопии ^{10}Li использовалась и реакция передачи $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ при энергии 40 МэВ/А [108]. Результаты этой работы не подтверждают существования s -состояния вблизи порога, однако был получен p -волновой резонанс с $B_n = -0,25(10)$ МэВ, что соответствует данным работы [106].

Существование $\ell = 0$ состояния на пороге развала ^{10}Li на $^9\text{Li} + n$ обсуждается в работах, в которых измерялись относительные скорости между фрагментом (^9Li) и нейтроном [51–53], инвариантная масса для системы $^9\text{Li} + n$ [34, 110] и распределение импульсов нейтронов в совпадении с ядром ^9Li [109].

В работах [51–53] регистрировались совпадения нейтронов и ядер ^9Li , возникающих при распаде ^{10}Li , образованного при фрагментации ^{18}O с энергией 80 МэВ/А. На рис. 19 показан спектр относительной скорости между ^9Li и нейтроном, из которой извлекалась энергия распада. Видно, что доминирует центральный пик вблизи относительной скорости 0 см/нс. Это говорит о том, что в ^{10}Li есть уровень, который распадается путем испускания низкоэнергичного нейтрона. Заметное увеличение выхода наблюдается и в районе $\pm 0,8$ см/нс. Анализ спектра проводился с учетом испускания нейтрона как с $\ell = 0$, так и с $\ell = 1$ орбиты. Попытка описать спектр со значением $E_R = 0,800$ МэВ, полученным в работе [100], в предположении p -волнового нейтрона не удалась. Авторам не удалось описать пик также

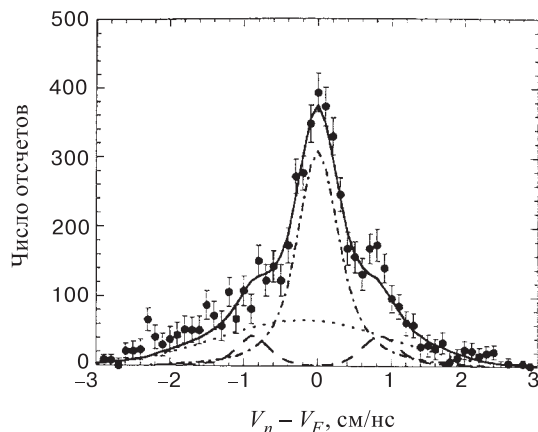


Рис. 19. Спектр относительной скорости для ${}^9\text{Li} + n$ -совпадений [53]. Моделирование (сплошная кривая) по методу Монте-Карло включает вклад от s -волны с длиной рассеяния $a_s = 30$ фм (штрихпунктир), от p -волны с $E_{\text{decay}} = 538$ кэВ, $\Gamma_{\text{decay}} = 358$ кэВ (пунктир) и предполагаемый фон (точки)

с использованием для p -волнового резонанса значения $E_R = 0,24$ МэВ, взятого из работы [61, 106], хотя нельзя было полностью исключить его вклад в измеренный спектр. Лучшее описание спектра дал анализ данных с помощью s -волны с длиной рассеяния $a_s < -20$ фм, что соответствует энергии пика $E_R < 50$ кэВ (это предельное значение ниже значения, приведенного в работе [51]), и p -резонанса с энергией распада около 540 кэВ. Однако интерпретация такого рода спектров достаточно неоднозначна, поскольку измерялась лишь энергия распада, а не абсолютная энергия состояния. Поэтому происхождение пика при нулевой относительной скорости может быть связано с распадом либо основного состояния ${}^{10}\text{Li}$, либо возможного возбужденного состояния при $E^* \approx 2,5$ МэВ. Дело в том, что в ядре ${}^9\text{Li}$, кроме основного, имеется еще один связанный уровень при $E^* = 2,69$ МэВ [5], поэтому нельзя определить, какое состояние ${}^9\text{Li}$, основное или возбужденное, заселяется при испускании нейтрона из ${}^{10}\text{Li}$. Если распад ведет к основному состоянию ${}^9\text{Li}$, то должно распадаться основное состояние ${}^{10}\text{Li}$ с энергией вблизи порога. Если распад происходит в возбужденное состояние ${}^9\text{Li}$, то следует, что наблюдается возбужденный уровень ${}^{10}\text{Li}$ с $E^* \approx 2,5$ МэВ. Таким образом, на основании этих данных нельзя было сделать однозначного вывода о наблюдении основного состояния ${}^{10}\text{Li}$ вблизи порога.

В согласии с этими данными находится результат работы [111], где для длины рассеяния системы ${}^9\text{Li} + n$ было получено значение $a_s < -16_{-7}^{+4}$ фм.

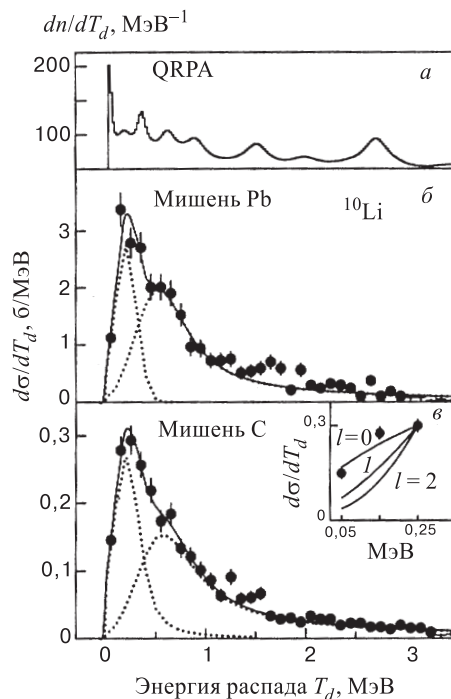


Рис. 20. Энергия распада для ^{10}Li , полученная в анализе инвариантной массы $^9\text{Li} + n$ после развала на мишени из Pb (б) и C (в) [110]. Спектр описывается двумя компонентами при энергии распада 0,21 и 0,60 МэВ. На вставке представлен спектр при энергии меньше 250 кэВ в сравнении с сечением, ожидаемым из $(T_d)^{\ell+1/2}$, где T_d — энергия распада, ℓ — угловой момент нейтрона; на рис. а — расчет по QRPA

В работе [34], в реакции фрагментации $^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$ при 72 МэВ/А, проводились эксклюзивные измерения инвариантной массы для $^9\text{Li} + n$. Распределение монотонно убывает от порога развала $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$. Наблюдался широкий пик в районе $E^* \sim 500$ кэВ.

В работе [110] была получена информация о структуре ^{10}Li методом определения инвариантной массы (рис. 20) при развале вторичного пучка ^{11}Li (280 МэВ/А). Важно отметить, что в этой работе предполагалось, что вылетающий фрагмент (кор ^9Li) находится в основном состоянии. Наблюдаемый при малых энергиях распада резкий подъем сечения объяснялся лишь наличием ($\ell = 0$)-волны (см. вставку на рис. 20). Было обнаружено также два низколежащих резонанса при энергиях 0,21(5) и 0,62(10) МэВ, и не исключалось наличие резонанса при энергии $\sim 1,6$ МэВ. В работе приведены также расчеты ядра ^{10}Li в рамках QRPA-подхода, которые учитывали вклады от за-

селения s -, p - и d -нейтронных состояний (рис. 20). Из этих расчетов следует, что непосредственно у порога имеют место $J^\pi = 1^-, 2^-$ -состояния (нейтрон занимает s -орбиту), в последующих структурах доминируют ($J^\pi = 1^+, 2^+$)-состояния (нейтрон находится на $p_{1/2}$ -орбите), а в районе 1,5 и 2,6 МэВ сечения обусловлены наложениями s - и d -орбит.

В работе [109] проделан сравнительный анализ распределений импульса нейтронов в совпадении с ядром ${}^9\text{Li}$, образующихся в реакциях вторичных пучков ${}^{11}\text{Be}$ и ${}^{11}\text{Li}$ высокой энергии (460 и 280 МэВ/А) на углеродной мишени. Показано, что взаимодействие в конечном состоянии доминирует, и основное состояние ${}^{10}\text{Li}$ имеет $\ell = 0$ и длину рассеяния $a_s = 20$ фм, что соответствует энергии возбуждения < 50 кэВ. Также имеет место ($\ell = 1$)-резонанс при энергии около 500 кэВ. Однако, по мнению авторов, эти выводы являются скорее качественными, и вопрос о заселении $1s_{1/2}$ -орбиты требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Ядру ${}^{10}\text{Li}$ в последнее время был посвящен ряд теоретических расчетов.

В рамках теории пороговых явлений были определены энергии, ширины и четности нижайших состояний $T = 2$ ядра ${}^{10}\text{Be}$, которые являются аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^{10}\text{Li}$. Далее была проведена экстраполяция их характеристик на свойства состояний ядра ${}^{10}\text{Li}$ с использованием изобарических мультиплетных массовых уравнений (ИММЕ) и систематики энергий кулоновской перестройки. Это позволило установить наиболее вероятную последовательность первых двух уровней ядра ${}^{10}\text{Li}$ над порогом распада ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$: $(0,027 \pm 0,027)$ МэВ, $J^\pi = 2^-$ и $(0,088 \pm 0,043)$ МэВ, $J^\pi = 1^-$, с ширинами, соответственно, 68 и 14 кэВ [113]. Таким образом, можно ожидать, что ядро ${}^{10}\text{Li}$ неустойчиво к испусканию нейтрона на 27 кэВ, и его основное состояние принадлежит дублету с конфигурацией $[\pi 1p_{3/2} \otimes \nu 2s_{1/2}]$.

В работах [114, 115] были рассчитаны импульсные распределения продуктов развала ${}^{11}\text{Li}$ при большой энергии с учетом двухтельного взаимодействия в конечном состоянии. Сравнение с упомянутыми выше экспериментальными данными [109], а также с данными работ [116–118], привело к аналогичным выводам: энергия самого низколежащего виртуального s -состояния в ${}^{10}\text{Li}$ должна находиться в пределах $5 \div 200$ кэВ, а энергия самого низколежащего p -резонанса — около 500 кэВ.

В работе [119] авторы показали, что в трехтельной модели расчета они смогли воспроизвести энергию связи и радиус ядра ${}^{11}\text{Li}$ лишь в предположении, что основное состояние ${}^{10}\text{Li}$ почти не связано и соответствует нейтрону в ($\ell = 0$)-состоянии.

В работе [120] методом резонирующих групп рассматривались рассеяние нейтрона на основном состоянии ${}^9\text{Li}$ и переходы к разным возбужденным состояниям. Из этих расчетов следует, что основное состояние имеет $J^\pi = 1^+$ (в согласии с данными [61, 106], но при энергии резонанса 0,6 МэВ). Эта ве-

Таблица 6. Экспериментальные данные по резонансам в ^{10}Li : их энергии (E_R), ширины (Γ_R) и идентификация

Ссылка, год	Реакция	E_R , МэВ	Γ_R , МэВ	Идентификация
[100], 1975	$^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$0,80 \pm 0,25$	$1,2 \pm 0,3$	g.s.
[103], 1990	$^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$	$0,15 \pm 0,15$	$\leq 0,4$	g.s., $s1/2$
[107], 1994	$^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$(< 0,10)$ $0,54 \pm 0,06$	$(< 0,23)$ $0,36 \pm 0,02$	(g.s.) $p1/2$
[105,61,106] 1993, 1995, 1997	$^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$	$0,24 \pm 0,06$ $0,53 \pm 0,06$ $1,40 \pm 0,08$ $2,35 \pm 0,10$ $2,85 \pm 0,06$ $4,19 \pm 0,10$ $4,64 \pm 0,08$ $5,7 \pm 0,1$ (9, 0)	$0,10$ $0,30 \pm 0,08$	g.s., $p1/2$, 1^+ $p1/2$, 2^+
[108], 1998	$^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$0,25 \pm 0,10$		$p1/2$
[34], 1993	$^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$	$\leq 0,15$ $\sim 0,5$		
[51], 1993	$^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, n^9\text{Li})X$	$< 0,15$ или $E^* \approx 2,5$		g.s., $s1/2$, или E^*
[52, 53] 1995, 1999	$^9\text{Be}(^{18}\text{O}, n^9\text{Li})X$	$< 0,05$ или $E^* \sim 0,540$		g.s., $s1/2$, или E^* $p1/2$
[109], 1995	$^{11}\text{Li}(^{11}\text{Be}) + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$	$\leq 0,05$ $\sim 0,5$		g.s., $s1/2$ $p1/2$
[110], 1997	$^{11}\text{Li} + \text{C}(\text{Pb}) \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$	$0,21 \pm 0,05$ $0,62 \pm 0,10$ ($\sim 1,6$)	$0,12$ $0,6 \pm 0,1$	$s1/2$ $p1/2$
[111], 1998		$\sim 0,075$		

личина превышает все известные экспериментальные данные, приписываемые основному состоянию. Резонанс, имеющий $J^\pi = 2^+$, также не воспроизводится в этом расчете. Состояния при 1,7 и 6,1 МэВ идентифицируются как $2^-/1^-$ -дублет из конфигурации $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 2s1/2]$. Полученный результат согласуется с расчетом [41], сделанным в модельном пространстве $(0+1)\hbar\omega$, и с правилами Нордхайма [99]. Вместе с тем в этой работе не предсказывается существование виртуального s -волнового состояния. В то же время в [121] было показано, что существование низколежащего s -виртуального состояния в системе ${}^9\text{Li}+n$ оказывает сильное влияние на структуру гало в ядре ${}^{11}\text{Li}$ (s -виртуальное состояние было необходимо для описания импульсного распределения ${}^9\text{Li}$ после развала ${}^{11}\text{Li}$).

Важность учета деформации ядра-кора ${}^9\text{Li}$ показана в работе [122], в которой для виртуального состояния была получена длина рассеяния $a_s \approx -7$ фм.

Вместе с тем в работе [123], где применялся микроскопический многокластерный метод с нуклон-нуклонным взаимодействием и кластерной структурой ${}^{10}\text{Li}(= {}^9\text{Li}+n)$, а также с учетом возбуждений кора ${}^9\text{Li}$, было показано, что существование s -виртуального состояния остается открытым вопросом, однако, если и имеет место s -резонанс, он скорее всего не является основным состоянием. Для основного состояния предсказывается $J^\pi = 1^+$, для первого возбужденного состояния $J^\pi = 2^+$, в соответствии с интерпретацией работы [106].

В табл. 6 представлены характеристики резонансов ${}^{10}\text{Li}$, полученные в основном за последние 10 лет.

Видно, что несмотря на то, что физики приблизились к лучшему пониманию загадки структуры ${}^{10}\text{Li}$, все еще нет единого мнения о месте нахождения основного состояния ${}^{10}\text{Li}$. Его спин и четность не определены однозначно. При этом не исключено, что вблизи порога имеет место вклад как s -, так и p -нейтрона. Необходимо учитывать также, что, как показано в работе [124], на основании свойств резонансов, расположенных вблизи порога (например, их большая ширина, обуславливающая их асимметричную форму и перекрытие порога), очень трудно для основного состояния ${}^{10}\text{Li}$ определить значение ℓ или даже точное значение его энергии.

2.2. Ядро ${}^{11}\text{Li}$. В последние годы ядро ${}^{11}\text{Li}$ больше других легких ядер привлекало внимание как экспериментаторов, так и теоретиков, поскольку оно является наиболее ярким представителем ядер с гало. В принципе нейтронное гало может проявляться в ядрах, в которых энергия отрыва валентного нейтрона (валентных нейтронов) мала. Галообразная структура ядер возникает в результате длинного «хвоста» в волновой функции слабосвязанных валентных нейтронов далеко за пределами ядерного потенциала. Нейтронное гало было впервые обнаружено в 1985 г. именно в ядре ${}^{11}\text{Li}$ ($B_{2n} \approx 300$ кэВ)

Таблица 7. Радиусы взаимодействия и среднеквадратичные радиусы [фм] для ${}^9\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$ [17, 20]

Ядро	R_I	R_{rms}^m	R_{rms}^p	R_{rms}^n
${}^9\text{Li}$	$2,41 \pm 0,02$	$2,43 \pm 0,02$	$2,30 \pm 0,02$	$2,50 \pm 0,02$
${}^{11}\text{Li}$	$3,14 \pm 0,16$	$3,27 \pm 0,24$	$3,03 \pm 0,024$	$3,36 \pm 0,24$

в экспериментах с использованием радиоактивных пучков [17]. В этой работе измерялись сечения взаимодействия ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$, на основании которых определялись среднеквадратичные радиусы распределения нуклонов в этих ядрах. В табл. 7 показаны значения радиусов взаимодействия для ${}^9\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$, а также среднеквадратичные радиусы распределения нуклонов, полученные с помощью глауберовской теории. Оказалось, что радиус ${}^{11}\text{Li}$ больше ожидаемого по систематике для менее нейтроноизбыточных изотопов Li. Позже [19] было измерено распределение поперечного импульса ${}^9\text{Li}$, образованного в реакции фрагментации ${}^{11}\text{Li}$, оно оказалось более узким, чем предполагалось в модели Гольдхабера [125]. В соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга был сделан вывод о том, что нейтроны в гало имеют широкое пространственное распределение. Таким образом, большой радиус и узкое импульсное распределение были первыми признаками существования нейтронного гало в ядрах вблизи границы стабильности.

В результате измерения спина, магнитного и квадрупольного моментов, которые оказались близкими к ожидаемому для протона на $p3/2$ -оболочке, было показано, что увеличение размера ${}^{11}\text{Li}$ нельзя объяснить деформацией [126].

Ядро ${}^{11}\text{Li}$ — борроминовское ядро: его можно представить в виде кора (${}^9\text{Li}$) и двух нейтронов сверх этого кора. Каждая из двухтельных подсистем (${}^9\text{Li} + n$) и $(n + n)$ не связана. Поэтому ядро ${}^{11}\text{Li}$ демонстрирует важную роль, которую играют корреляции в двухтельных подсистемах в стабильности ядер, особенно при спаривании двух нейтронов гало. Взаимодействие между двумя валентными нейтронами может быть настолько сильным, что в ядре ${}^{11}\text{Li}$ они могут образовывать два сильно скоррелированных нейтрона (динейтрон) [3, 65].

Ядро ${}^{11}\text{Li}$ впервые наблюдалось при фрагментации урановой мишени протонами с энергией 5,3 ГэВ [84]. Этот результат оказался довольно неожиданным, поскольку в соответствии с экстраполяциями по методу Гарви — Келсона [42] ${}^{11}\text{Li}$ ожидался не связанным на 2,5 МэВ.

Измерение избытка массы ${}^{11}\text{Li}$ проводилось в нескольких работах [33, 127–130]. Первые результаты [127–128] сильно расходились и харак-

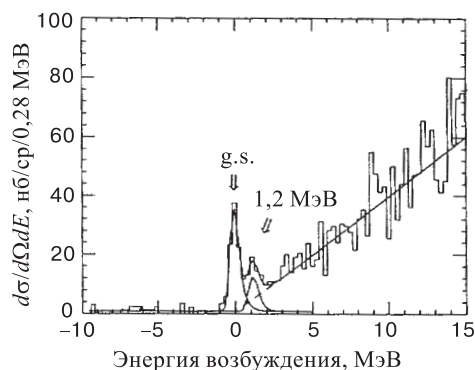


Рис. 21. Спектр недостающей массы для реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ при энергии 164 МэВ и $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$ [129, 33]

теризовались большой ошибкой. Для понимания проявления нейтронного гало было необходимо более точное определение избытка массы (М.Е.) и энергии связи двух валентных нейтронов (B_{2n}). В связи с этим работы [129, 33, 130] были направлены на уточнение значения избытка массы ^{11}Li . В результате всех измерений в настоящее время для ^{11}Li принято значение М.Е. = $(40,796 \pm 0,027)$ МэВ, что соответствует энергии связи двух нейтронов $B_{2n} = (310 \pm 40)$ кэВ [56]. Кроме исследований основного состояния ^{11}Li , проводились эксперименты, связанные с поиском возбужденных состояний. Поиск и исследование этих состояний особенно актуальны в связи с предположением о существовании в результате нейтронного гало нового типа коллективного возбуждения, а именно мягкого дипольного резонанса. Предположение о наличии этой моды возбуждения было сделано для объяснения наблюдаемого в эксперименте высокого значения сечения электромагнитной диссоциации пучка ^{11}Li на свинцовой мишени [131]. В разных моделях значение мягкого дипольного резонанса предполагалось в области низкой энергии возбуждения от 0,4 до 1,3 МэВ [33, 65, 132–134]. Имеются и другие работы, в которых предсказывались возбужденные уровни ^{11}Li [15, 41, 110, 135–138].

Ранние работы [139, 45] из-за малой статистики не дали однозначного ответа на вопрос о существовании возбужденных уровней в ^{11}Li .

Впервые в работах [129, 33], где ядро ^{11}Li получалось в реакции двойной перезарядки на π -мезонах $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ при энергии 164 МэВ, наблюдался пик, соответствующий возбужденному состоянию при $E^* = 1,2 \pm 0,1$ МэВ с шириной $\Gamma \leq 0,5$ МэВ. Спектр недостающей массы, полученной в этой работе, показан на рис. 21 для угла $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$.

Позже экспериментальная информация о возбужденных состояниях ^{11}Li была получена в работах [110, 140–146].

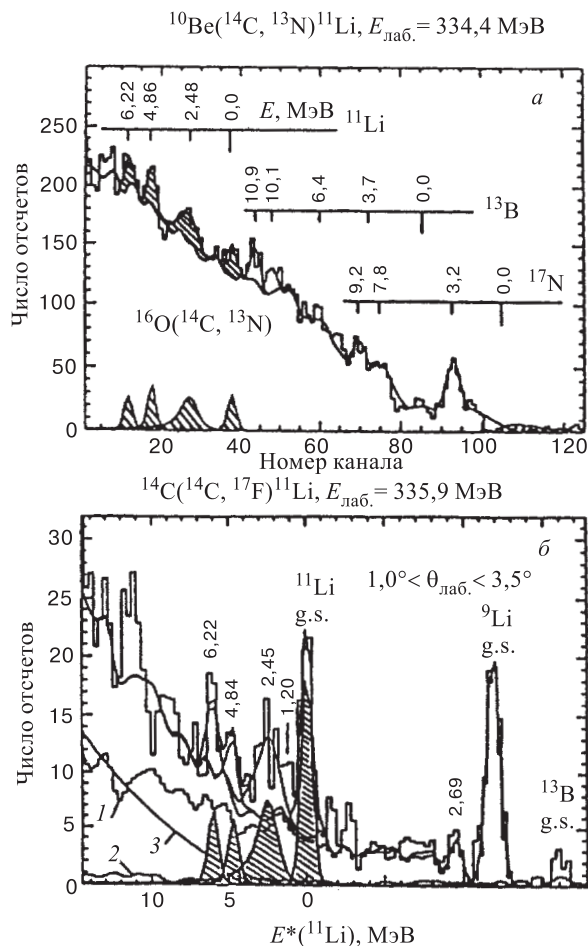


Рис. 22. Спектры из реакций $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Li}$ (а) и $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$ (б). Указаны значения энергий возбужденных уровней ядра ^{11}Li , а также пики, соответствующие реакциям на примесях в мишенях [140]

В работе [140] для поиска возбужденных состояний ^{11}Li использовались реакции передачи $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Li}$ и $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$ при энергии $\approx 24 \text{ МэВ/А}$. В первой реакции происходил подхват одного протона и срыв двух нейтронов, в результате была возможна передача этих двух нейтронов на свободные оболочки кора (^9Li). Вторая реакция шла через подхват трех протонов, и максимальный выход ожидался для основного состояния. Полученные в этой работе результаты представлены на рис. 22. В обеих реакциях

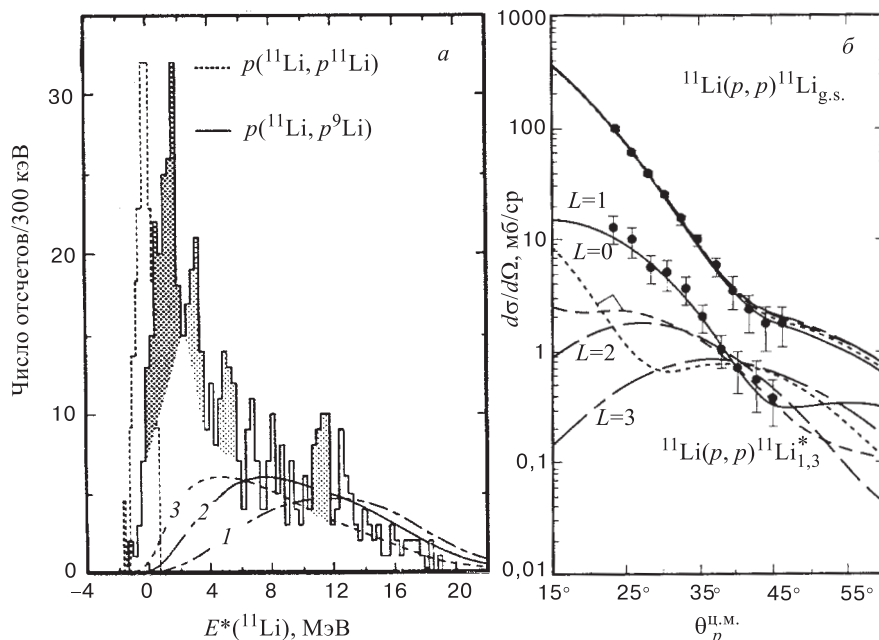


Рис. 23. а) Спектр энергии возбуждения ядра ^{11}Li , полученный из измерения процессов $p(^{11}\text{Li}, p^9\text{Li})$, $p(^{11}\text{Li}, p^{11}\text{Li})$ сплошная и пунктирная гистограммы соответственно. Кривые: 1 — фазовое пространство для канала $p+n+n+^9\text{Li}$; 2 — взаимодействие в конечном состоянии ($n+n$ или $n+^9\text{Li}$); 3 — взаимодействие в конечном состоянии через узкий резонанс ^{10}Li [141]; б) угловое распределение для упругого и неупругого рассеяния $^{11}\text{Li}+p$ при 68 МэВ/А. Кривыми показаны результаты расчета для возбуждения с переданным орбитальным угловым моментом $L=0, 1, 2, 3$ [142]

наблюдалось основное и три возбужденных состояния, которым соответствовали усредненные по двум реакциям значения $E^* = 2,47(7)$, $4,85(7)$ и $6,22(7)$ МэВ с ширинами $\Gamma = 1,2(2)$, $< 0,1$ и $< 0,1$ МэВ соответственно. Авторами не исключалось, что пик при $E^* = 2,47$ МэВ мог содержать несколько резонансов. Между тем в обеих реакциях резонанс при $E^* = 1,2$ МэВ не наблюдался.

В последующих двух экспериментах по поиску возбужденных состояний ^{11}Li был использован вторичный пучок ионов ^{11}Li с энергией ~ 70 МэВ/А, который рассеивался на протоне [141, 142]. Были измерены инклюзивные спектры протонов, а также корреляции продуктов диссоциации ^{11}Li (один пример представлен на рис. 23.а). В спектрах протонов из процессов $p(^{11}\text{Li}, p)$, $p(^{11}\text{Li}, p^9\text{Li})$, $p(^{11}\text{Li}, p^{9,8,7}\text{Li})$ и $p(^{11}\text{Li}, pn^{9,8,7}\text{Li})$ были обнаружены, кроме основного состояния, еще 4 состояния при $E^* = (1,25 \pm 0,15)$, $(3,0 \pm 0,2)$,

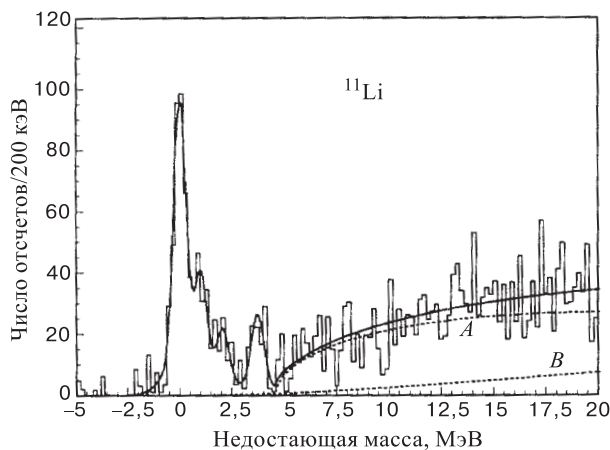


Рис. 24. Спектр недостающей массы для реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, pd)^{11}\text{Li}$ после вычета фона на примеси ^{12}C . Кривая А — фазовое пространство для развала $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li}(4, 3) + ^2n$, кривая В — фазовое пространство для развала $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li}(\text{g.s.}) + n + n$ [143]

($4, 9 \pm 0, 25$), ($6, 4 \pm 0, 25$) и ($\sim 11, 3 \pm 0, 35$) МэВ. На рис. 23,б показано угловое распределение для упругого и неупругого рассеяния $^{11}\text{Li} + p$ при 68 МэВ/А; кривыми представлены результаты расчета для возбуждения с переданным орбитальным угловым моментом $L = 0, 1, 2, 3$ [142].

Возбужденные состояния ^{11}Li исследовались также в реакции захвата пионов $^{14}\text{C}(\pi^-, pd)^{11}\text{Li}$ при энергии 30 МэВ [143]. Результат этой работы показан на рис. 24. Были идентифицированы четыре пика: основное состояние и возбужденные состояния с $E^* = (1, 02 \pm 0, 07)$, ($2, 07 \pm 0, 12$) и ($3, 63 \pm 0, 13$) МэВ.

Возбужденное состояние при энергии ~ 1 МэВ наблюдалось также в спектре энергии возбуждения ^{11}Li , рассчитанного из инвариантной массы системы $^9\text{Li} + n + n$ при развале вторичного пучка ^{11}Li на мишенях из С и Рb [144, 146, 110], при энергиях пучка ^{11}Li , соответственно, 28, 42 и 280 МэВ/А. При энергии 280 МэВ/А [110] на мишени из свинца получено распределение до более высоких энергий возбуждения, и в нем наблюдалась структура, которую можно интерпретировать как $E1$ -возбуждение с двумя компонентами, одна с энергией 1,0(1) МэВ и вторая с 2,4(2) МэВ. QRPA-расчеты [110] предсказывают структуры при 1,4 и 2,3 МэВ. Они согласуются с расчетом [134], где были получены две компоненты в вероятности дипольного возбуждения (dipole strength): 0,7 и 2,7 МэВ. Предполагается, что первая компонента соответствовала движению нейтронов гало относительно кора, а вторая — возбуждению первого уровня (2,69 МэВ) самого ядра-кора ^9Li .

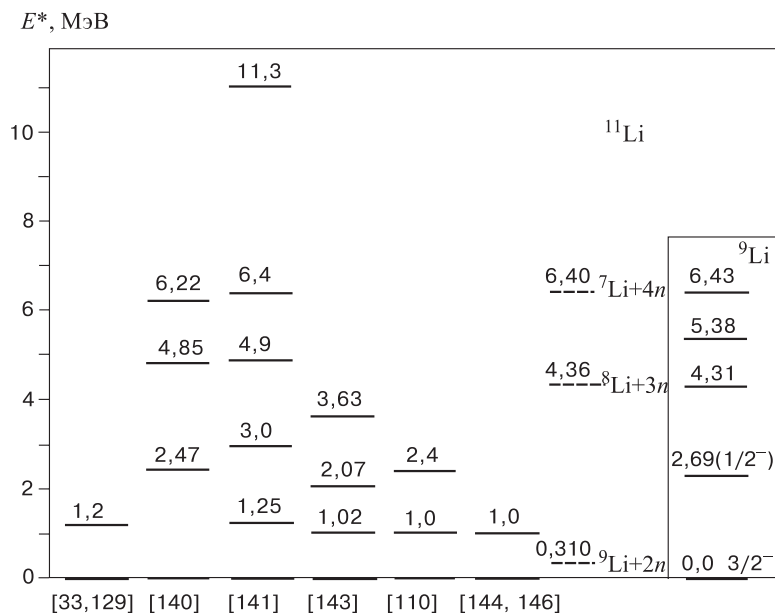


Рис. 25. Экспериментальные данные для возбужденных состояний ядра ^{11}Li [33, 110, 129, 140, 141, 143, 144, 146]. Показаны пороги распада ^{11}Li на изотопы Li плюс x нейтронов (пунктир). Вставка — схема уровней ядра ^9Li [168]

На рис. 25 приведены экспериментально измеренные уровни ядра ^{11}Li . Значительный интерес представляют их характеристики. Сечение образования ^{11}Li в основном состоянии оказалось ниже ожидаемого по систематике, что объясняется наличием в ядре протяженного распределения нейтронной плотности. На основании углового распределения состоянию с $E^* \sim 1,2$ МэВ приписаны спин и четность $J^\pi = 1/2^+$, $3/2^+$ или $5/2^+$. Поскольку оно может заселяться при возбуждении основного состояния путем $E1$ -перехода, то это состояние рассматривалось как возможное проявление мягкого дипольного резонанса [33, 129]. Это предположение подтверждается также результатом измерения углового распределения (рис. 23,б) в работе [142]. Как видно из рисунка, неупругое рассеяние хорошо описывается, когда переданный орбитальный угловой момент $L = 1$. В принципе, три разных состояния с $J^\pi = 1/2^+$, $3/2^+$ или $5/2^+$ могли бы возбудиться при $L = 1$. Эти значения спина уровня с энергией ~ 1 МэВ находятся в согласии и с выводами работы [110], в которой также было показано, что его можно получить при $E1$ -возбуждении. Однако возможно и другое объяснение: в работе [121] предсказывалось состояние с $J^\pi = 3/2^-$ (т.е. с таким же J^π , как и основное состояние). Так как не сумели описать сечение и угловое распределение

методом, успешно использованным для описания других ядер, в [138] интерпретация этого пика как возбужденного состояния вообще была поставлена под сомнение. Однако в последующей работе [143] наблюдение состояния с энергией 1,02(7) МэВ, скорее, подтвердило результат работ [33, 129, 141, 142].

Несколько другая интерпретация состояния при ~ 1 МэВ сделана в [144, 147, 148]. В этом кинематически полном эксперименте (измерялись энергии и углы нейтронов и ${}^9\text{Li}$) определялся спектр энергии распада ${}^{11}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n + n$. Силовая функция $dB(E1)/dE$ рассчитывалась с учетом функции отклика детекторов и спектра виртуальных фотонов. Экспериментальный спектр имел форму, которую можно было описать формулой Брейта — Вигнера, что привело к значениям $E^* \cong 1,0$ МэВ и $\Gamma = 0,8$ МэВ, которые можно было ожидать для распада резонанса. Однако рассчитанные времена, соответствующие этим энергиям в предположении, что резонанс соответствует мягкому дипольному резонансу, получились следующими: период осцилляции кора (${}^9\text{Li}$) относительно двух нейтронов гало $T \cong 1250$ фм/с, а время жизни $\tau = 250$ фм/с. Это время оказалось слишком коротким (в ~ 5 раз меньше времени одной осцилляции) для того, чтобы процесс распада мог идти через резонансное состояние типа мягкого дипольного резонанса. К такому выводу авторы пришли также на основании разницы скоростей нейтронов и кора: ${}^9\text{Li}$ ускоряется в поле ядра мишени, т.е. происходит «прямой» развал ${}^{11}\text{Li}$ вблизи мишени за еще меньшее время $\tau \sim 60$ фм/с, когда система еще не дошла до резонансного состояния.

Уровень с $E^* = 3,0$ МэВ может соответствовать случаю, когда кор ${}^9\text{Li}$ находится в первом возбужденном состоянии ($E^* = 2,69$ МэВ, $J^\pi = (1/2^-)$). Тогда для уровня в ${}^{11}\text{Li}$ также имеется $J^\pi = (1/2^-)$. Нужно отметить, что этот уровень предсказывался в работе [123]. Энергия следующего уровня (4,9 МэВ) примерно равна сумме энергий первых двух уровней, поэтому можно положить, что состояние 4,9 МэВ является возбужденным кором с возбуждением валентных нейтронов. Четвертый уровень близок по значению к состоянию ${}^9\text{Li}$ при 6,43 МэВ, находящегося вблизи порога его развала на ${}^7\text{Li} + n + n$. При добавлении двух нейтронов в ${}^{11}\text{Li}$ может иметь место структура типа « ${}^7\text{Li}$ -кор + $4n$ -гало», тем более что энергия уровня в ядре ${}^{11}\text{Li}$ близка к порогу испускания четырех нейтронов [141, 142].

Как уже отмечалось в начале этого раздела, важно понять, насколько сильна корреляция между двумя нейтронами гало в ядре ${}^{11}\text{Li}$. Ответ на вопрос о существовании динейтрона в ${}^{11}\text{Li}$ можно найти методом анализа экспериментальных данных по спектру энергий возбуждения или с помощью измерения характеристик частиц, испущенных в процессе развала. Первый способ был применен в работе [143]. Авторы обратили внимание на форму спектра в области континуума (см. рис. 24). Спектр удалось описать, лишь предполагая доминирующий двухтельный развал ${}^{11}\text{Li}$ с участием динейтрона 2n и возбужденного состояния ${}^9\text{Li}$ (кривая А), и с небольшим вкладом про-

цесс $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li}(\text{g.s.}) + n + n$ (кривая *B*). С помощью двухтельного развала $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li}(\text{g.s.}) + ^2n$, так же, как и $^{11}\text{Li} \rightarrow ^8\text{He} + t$, не смогли объяснить эту часть спектра. Связывая динейтронный кластер с двухнейтронным гало в ^{11}Li , авторы [143] высказали предположение о сильной корреляции двух нейтронов гало. Однако оно не согласуется с интерпретациями данных, полученных в [110, 144, 147, 148], в которых измерялись углы разлета между валентными нейтронами, импульсные распределения нейтронов и ^9Li , а также относительная энергия нейтронов после электромагнитного возбуждения на свинцовой мишени. В работе [147] было показано, что распределение угла θ между двумя нейтронами, испущенными при электромагнитной диссоциации ^{11}Li , практически изотропно, т.е. нейтроны испускаются, не коррелируя между собой. Измеренное распределение могло быть описано лишь в предположении, что энергия возбуждения ^{11}Li распределяется между тремя частицами в выходном канале. Этот результат свидетельствует о том, что в ^{11}Li нейтроны гало не существуют в виде динейтрона.

Вопросу о существовании динейтрона в ^{11}Li посвящены и некоторые теоретические расчеты. Например, в работе [149] были рассчитаны сечения реакции и импульсных распределений нейтронов в совпадении с ^9Li в случае $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + n$. Оказалось, что они чувствительны к расстоянию между двумя валентными нейтронами. Сравнение эксперимента [109] с расчетами, проведенными в нескольких предположениях о среднем расстоянии между нейтронами, показало, что вероятность нахождения этих нейтронов вблизи друг друга очень мала. Большое расстояние между нейтронами, полученное в работе [123] в рамках микроскопической многокластерной модели, привело к такому же выводу. Расчеты энергии связи двух нейтронов и радиуса ядра в рамках трехчастичной модели [119] также говорят в пользу сигарообразной формы ^{11}Li . В то же время, в работе [150] при анализе сечения, полученного для реакции двойной перезарядки $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$ [33, 129], показано, что его можно было воспроизвести лишь в предположении динейтронной конфигурации в ^{11}Li . Рассчитанный среднеквадратичный радиус орбит валентных нейтронов в этом случае оказался равным $R_{2n} = 5,1_{-0,9}^{+0,6}$ фм. Эта величина соответствует среднеквадратичному радиусу распределения нейтронов $R_{rms}^n = 3,28_{-0,33}^{+0,24}$ фм и находится в согласии с величиной $(3, 21 \pm 0, 17)$ фм, определенной из сечений взаимодействия [17, 20].

Здесь нужно отметить необходимость получения точных значений радиусов, поскольку радиус является одной из величин, необходимых при создании теоретических моделей для описания ядер с гало, которые, в свою очередь, используются при интерпретации различных экспериментальных данных. Модельно-зависимые определения радиуса орбит валентных нейтронов приводят к значениям, сильно отличающимся друг от друга: $\sim 4, 7 \div 12$ фм [17, 20, 67, 116, 150–156]. В то же время определено экспериментальное зна-

чение 4,8 – 4,9 фм [33,157] (следует отметить, что это значение близко к значению для ядер в области $A = 100$). Кроме того, в работах [24,158] проведен новый теоретический анализ данных о сечении реакции для определения среднеквадратичного радиуса распределения ядерного вещества в ^{11}Li . В результате определено значение $R_{rms}^m = (3,55 \pm 0,10)$ фм, которое значительно превышает $R_{rms}^m = (3,10 \pm 0,17)$ фм, полученное в [20]. Из этого следует, что радиус ядра ^{11}Li до сих пор однозначно не определен.

О размере гало можно получить информацию на основе импульсных распределений продуктов (ядра-кора и нейтронов гало), образовавшихся при развале ^{11}Li (подробный обзор данных по импульсным распределениям можно найти в [159]). В [19] впервые было измерено импульсное распределение ^9Li при фрагментации ^{11}Li . Оно оказалось состоящим из двух компонент: широкой, соответствующей значениям для фрагментации обычных ядер, и узкой, подтверждающей существование протяженного распределения валентных нейтронов. Эти противоречивые экспериментальные и теоретические выводы показывают, что вопрос о корреляции между валентными нейтронами в гало все еще остается открытым.

Считается, что информацию о структуре гало, особенно о распределениях протонов и нейтронов, можно получить путем изучения упругого рассеяния ^{11}Li при разных энергиях и на разных мишенях [26,141,160,161]. В этих работах результаты для ^{11}Li сравнивались с распределениями для других изотопов лития: ^6Li , ^7Li и ^9Li . При таком сравнении [160] обнаружено, что в то время, как для ^6Li , ^7Li и ^9Li абсолютные значения сечения практически одинаковы, для ^{11}Li сечение рассеяния оказалось значительно меньше. Дифракционный минимум в угловом распределении ^{11}Li постепенно сдвигался к меньшим углам с увеличением массового числа A изотопа, тем самым отражая увеличение радиусов ядерной материи с увеличением A . Данные этого эксперимента проанализированы с использованием борновского приближения и оптической модели [162]. В предположении, что ^{11}Li имеет конфигурацию ядра-кора в виде ^9Li плюс два слабосвязанных нейтрона, было показано, что поведение сечения упругого рассеяния можно объяснить развалом ядра ^{11}Li , от которого отрываются нейтроны гало. Нейтроны гало отрываются при столкновении с протоном, и рассеяние обуславливается ядром-кором, а гало дает вклад лишь в мнимую часть потенциала. Сравнение упругого рассеяния ^{11}Li с ^7Li было сделано и в работе [161]. Оказалось, что при рассеянии ^{11}Li , в отличие от ^7Li , не наблюдалось резкого снижения отношения σ/σ_R с увеличением угла. В этой работе была сделана попытка описать экспериментальные данные с помощью феноменологического оптического потенциала, однако это привело к необходимости использования относительно большого значения параметра поверхностной диффузности реальной части потенциала. Это интерпретировалось как наличие протяженного распределения плотности в ^{11}Li . Экспериментальный результат по упругому рассеянию ^{11}Li и его

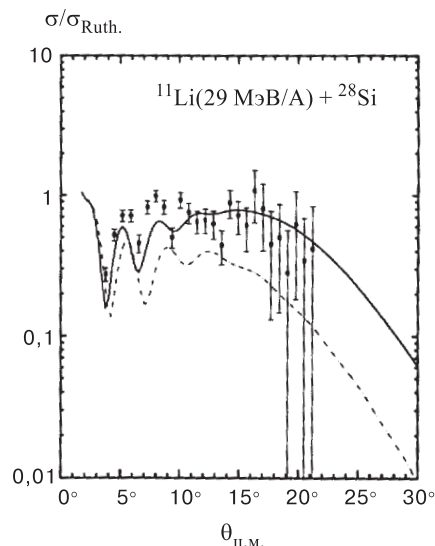


Рис. 26. Угловое распределение упругого рассеяния вторичного пучка ^{11}Li на мишени из ^{28}Si [161]. Точки — экспериментальные данные. Сплошная и пунктирные кривые — расчеты, сделанные с использованием потенциала двойной свертки, для случая с гало ($N_V = 0,6$, $N_W = 0,18$) и без гало ($N_V = 0,6$, $N_W = 0,27$) соответственно. N_V и N_W — нормировочные коэффициенты

описание методом связанных каналов с использованием потенциала двойной свертки с энергетической и плотностной зависимостями эффективного взаимодействия и реалистическими плотностями показан на рис. 26. Как видно из рисунка, использование разных распределений плотности приводит к различным расчетам — лучшее согласие эксперимента с расчетом было достигнуто с учетом плотности, соответствующей гало.

В работе [26] изучалась роль валентных нейтронов в ряде ядер, в том числе и в ^{11}Li , при рассеянии на протоне. Попытки описания сечений угловых распределений с использованием трех видов плотностей нуклонов привели к выводу о том, что упругое рассеяние $^{11}\text{Li} + p$ определяется в основном рассеянием протона на ядре-коре ^9Li , т.е. протон не чувствует валентные нейтроны, что отражает низкую плотность гало. Проведенный анализ и сравнение с данными для изотопов ^6He и ^8He (оказалось, что в них протон чувствует валентные нейтроны) показали, что взаимодействие протона с валентными нейтронами может служить критерием различия нейтронной «шубы» в гелиевых ядрах от нейтронного гало в ^{11}Li .

Большой интерес представляет структура основного состояния ^{11}Li . Информация об этом может быть получена из значения относительного вклада $(s1/2)^2$ и $(p1/2)^2$ нейтронных конфигураций в волновую функцию гало, хотя

необходимо заметить, что потенциал системы нейтрон — кор все еще однозначно не определен. Поэтому все расчеты, которые до сих пор были выполнены, являются модельно-зависимыми, и результаты связаны с предположением о взаимодействии ${}^9\text{Li} + n$. Здесь представим лишь несколько примеров. Более 20 лет назад в работе [102] было показано, что время жизни ${}^{11}\text{Li}$ указывает на наличие лишь $\sim 30\%$ p -конфигурации. В более поздних расчетах различных авторов [24, 109, 114, 115, 119, 121, 154, 158, 163] было получено, что имеют место значительные примеси этих двух конфигураций, и вероятность каждой может варьироваться от 20 до 80%. Информацию о волновой функции двух валентных нейтронов можно получить по свойствам β -распада ${}^{11}\text{Li}$, поскольку соотношение разных конфигураций основного состояния будет влиять на вероятности переходов к уровням ${}^{11}\text{Be}$. В частности, в [164] было получено указание на то, что $(p1/2)$ -компонента в волновой функции гало не очень большая ($\sim 25\%$), в то время как в [165, 166] вклад двух компонент около 50%. Видно, что точную количественную оценку вкладов от разных компонент на основе всех этих исследований сделать невозможно.

2.3. Дальнейшее изучение ${}^{10}\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$. Более тяжелые изотопы лития. В связи с чрезвычайной важностью ядра ${}^{10}\text{Li}$ в понимании экзотичности легких ядер, как нам кажется, эксперименты по изучению его структуры требуют своего продолжения, в том числе с использованием пучков радиоактивных

Таблица 8. Некоторые реакции передачи для изучения изотопов лития

Ядро	Реакция	Q -реакция, МэВ [56, 167]
${}^{10}\text{Li}$	${}^9\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{F}){}^{10}\text{Li}$	-24,8
	${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{14}\text{O}){}^{10}\text{Li}$	-30,0
	${}^{10}\text{Be}({}^{14}\text{N}, {}^{14}\text{O}){}^{10}\text{Li}$	-26,0
	${}^{13}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O}){}^{10}\text{Li}$	-29,6
	${}^9\text{Li}(d, p){}^{10}\text{Li}$	-2,6
${}^{11}\text{Li}$	${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{14}\text{O}){}^{11}\text{Li}$	-34,7
	${}^{10}\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{F}){}^{11}\text{Li}$	-30,9
${}^{12}\text{Li}$	${}^{10}\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{13}\text{O}){}^{12}\text{Li}$	-60,5
	${}^{11}\text{B}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{Ne}){}^{12}\text{Li}$	-58,7
	${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^{13}\text{O}){}^{12}\text{Li}$	-61,5
	${}^{14}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^9\text{C}){}^{12}\text{Li}$	-61,1
	${}^{11}\text{Li}(d, p){}^{12}\text{Li}$	-3,5
${}^{13}\text{Li}$	${}^{11}\text{Li}(t, p){}^{13}\text{Li}$	-9,7
	${}^{14}\text{Be}(t, {}^4\text{He}){}^{13}\text{Li}$	-5,8

ядер и мишени ^{10}Be . Как видно из изложенного, остались также многие открытые вопросы относительно структуры ^{11}Li . Вместе с тем изотопы лития с $A > 11$ не наблюдались ни в одном эксперименте. Экстраполяции показывают, что ^{12}Li и ^{13}Li нестабильны на 1–2 МэВ по отношению к испусканию, соответственно, одного и двух нейтронов (см. рис. 15 и [167]). Однако их изучение тоже должно явиться задачей последующих экспериментов. В табл. 8 приведены несколько реакций, которые, на наш взгляд, могут быть использованы для изучения изотопов лития. Кажется, что особенно перспективными для изучения структуры тяжелых изотопов Li могут явиться реакции на p -, d - и t -мишенях в обратной кинематике.

3. ИЗОТОПЫ БЕРИЛЛИЯ

В этом разделе представлена информация об изотопах бериллия с массовыми числами $A = 11 - 14$. Все эти ядра представляют большой интерес с точки зрения их свойств. Для ^{11}Be обнаружено нестандартное заполнение уровней, а именно инверсия $2s_{1/2}$ - и $1p_{1/2}$ -оболочек: для основного состояния ^{11}Be $J^\pi = 1/2^+$. Изучение структуры более тяжелых изотопов ^{13}Be и ^{14}Be , возможно, поможет прояснить ситуацию с нарушением стандартного заполнения оболочек в этой области. Известно, что ядро ^8Be нестабильно и спонтанно распадается на две α -частицы с энергией распада $S_{2\alpha} = -92$ кэВ. Основное состояние ^8Be имеет $\alpha - \alpha$ -кластерную структуру. Интерес представляет вопрос о том, сохраняется ли α -кластерная структура с ростом массового числа изотопов Be, т.е. с добавлением нейтронов к ядру-кору ^8Be . Формирование или несохранение кластеров очень важно с точки зрения структуры ядер, а также для решения проблем, связанных с ядерными столкновениями. С этой точки зрения интерес представляет экспериментальное изучение уровней ядер $^{11-14}\text{Be}$, особенно поиски уровней в области порогов испускания α -частиц. Экспериментально измерено повышенное сечение взаимодействия для ядер ^{11}Be и ^{14}Be , на основе чего получен повышенный среднеквадратичный радиус этих ядер. Это, вместе с узким импульсным распределением фрагментов развала, свидетельствует о существовании в этих ядрах нейтронного гало. При этом ^{11}Be является наиболее простым примером однонейтронного гало, и оно наиболее подробно изучено. Нестабильность ^{13}Be и стабильность ^{14}Be причисляют ^{14}Be к группе борроминовских ядер. Любой расчет структуры ядра ^{14}Be требует точного знания структуры ядра ^{13}Be . Подробнее эти вопросы обсуждаются ниже.

3.1. Ядро ^{11}Be обладает сразу несколькими необычными характеристиками.

Первые два уровня ^{11}Be (основное и первое возбужденное состояния) стабильны по отношению к распаду $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ [168]. Последний ней-

трон относительно слабо связан (на 503 кэВ) с ядром-кором ^{10}Be , а первый возбужденный уровень находится всего на 180 кэВ ниже порога развала.

Недавно было обнаружено два новых уровня в ^{11}Be . В реакции перезарядки $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{11}\text{Be}$ при 57 МэВ наблюдался уровень с $E^* = 6$ МэВ и шириной 0,8 МэВ [169]. Для структуры этого уровня была предложена конфигурация $^{10}\text{Be}_{g.s.} \otimes d3/2$. Во второй работе [166] изучался β -распад ядра ^{11}Li путем измерения тройных совпадений между β -лучами, нейтронами и γ -лучами. В такой постановке опыта был обнаружен новый уровень при $E^* = (8,03 \pm 0,05)$ МэВ, для которого спин и четность могут принять значения $1/2^-$ или $3/2^-$.

В отличие от ожидаемого по оболочечной модели, основное состояние ^{11}Be имеет спин и четность $J^\pi = 1/2^+$ [170]. Это означает, что состояние $2s1/2$ лежит ниже состояния $1p1/2$. Эта проблема обсуждается уже более 30 лет [171]. Она часто интерпретировалась на основе протон-нейтронного взаимодействия [171], а также в предположении большой деформации [172] или исчезновения расстояния между p - и sd -орбитами [136]. По мнению авторов работы [77], эта последняя причина может быть наиболее вероятной. Однако удовлетворительного объяснения этого явления (качественного и количественного) пока нет. Первый возбужденный уровень лежит при энергии 0,320 МэВ и имеет $J^\pi = 1/2^-$ — это есть $1p1/2$ -состояние.

Время жизни уровня 0,320 МэВ измерено в работе [173]. Хорошо известно, что дипольные переходы между низколежащими уровнями испытывают большой запрет. Однако было обнаружено, что величина $B(E1)$ для перехода между двумя связанными состояниями ^{11}Be значительная — 0,36(3) W.u., и что этот γ -переход самый быстрый среди известных переходов между связанными состояниями. Авторы [173] полагали, что есть связь между энергией связи нейтрона, размером ядра и вероятностью перехода. С этой точки зрения, можно сказать, что это было первое проявление эффекта, который теперь принято называть «нейтронное гало».

Сейчас известно, что оба связанных состояния ^{11}Be соответствуют структуре гало. Это демонстрируется разными экспериментами, а также расчетами в рамках разных теоретических подходов. Например, из измеренного полного сечения взаимодействия в работе [20] было получено повышенное значение среднеквадратичного радиуса ядра ^{11}Be , а именно $R_{rms}^m = (2,73 \pm 0,05)$ фм. Новый теоретический анализ [24, 158] дал для среднеквадратичного радиуса ядерного вещества в ^{11}Be значение $R_{rms}^m = (2,90 \pm 0,05)$ фм, что значительно выше. В работе [174] из значения σ_R в реакциях $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$ и $^{11}\text{Be} + ^{27}\text{Al}$ при энергии 33 МэВ/А вычислено распределение плотности нуклонов в ядре ^{11}Be и сделан вывод, что полное сечение реакции под действием ^{11}Be можно объяснить, лишь предполагая наличие протяженного «хвоста» в этом распределении. Измеренные большие сечения фрагментации $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ показали, что длинный «хвост» в распределении плотности объясняется наличием

валентного нейтрона. Результат анализа данных также показал, что можно исключить вероятность большой деформации в ^{11}Be , хотя считается, что деформация является необходимым фактором для понижения уровня $1/2^+$ по сравнению с уровнем $1/2^-$.

Остановимся более подробно на некоторых аспектах, касающихся структуры ^{11}Be .

Структура ядра ^{11}Be исследовалась в работе [136], где использовался метод Хартри — Фока для определения роли смешивания конфигураций и малой энергии связи валентного нейтрона. Был сделан вывод о том, что эта энергия является определяющим фактором для увеличения размера ядра.

Разработанная для описания структуры легких нейтроноизбыточных ядер вариационная оболочечная модель [175,176] была также применена, в частности, и для ^{11}Be . Получено, что микроскопическая волновая функция состоит в основном из $2s1/2$ -компоненты с некоторым вкладом от $1d5/2$ -орбиты, связанной с 2^+ -состоянием ядра-кора ^{10}Be . Определено, что основное состояние ^{11}Be содержит (около 40%) конфигурацию, связанную с возбуждением кора. В рамках этой модели удалось хорошо воспроизвести $J^\pi = 1/2^+$ — основное состояние в ^{11}Be (для сравнения: хорошо воспроизвелись также уровни в ядре ^{13}C , где очередность уровней $1/2^-$ и $1/2^+$ обычная), а также распределение плотности и большой среднеквадратичный радиус распределения нуклонов в ^{11}Be .

В работе [122] учитывалась деформация ядра-кора ^{10}Be , и для волновой функции основного состояния ^{11}Be было показано, что около 80% состоит из $s1/2$ -нейтрона, связанного с 0^+ -состоянием кора, и около 20% — из $d5/2$ -нейтрона, связанного с 2^+ -состоянием кора. Расчетные значения среднеквадратичного радиуса и $B(E1)$ -распределения оказались близкими к экспериментальным [20, 177].

То, что возбуждение кора (^{10}Be) в состоянии 2^+ и блокирование эффекта спаривания должны учитываться при расчетах уровней ^{11}Be , было показано и в работе [178]. Здесь также был отмечен доминирующий вклад нейтронной $s1/2$ -орбиты. В другой работе [77] тоже попытались объяснить инверсию четности в ядре ^{11}Be . В связи с тем, что для экзотических ядер отношение N/Z намного выше, чем для стабильных ядер, в расчетах по оболочечной модели была введена изоспиновая зависимость кинетических энергий. Расчеты показали, что хорошо воспроизводится значение $1/2^+$ для основного состояния, а также значения уровней с возбуждением до 2–3 МэВ. С помощью введения изоспиновой зависимости удалось получить согласие и с экспериментальным значением усиления $E1$ -перехода.

В работе [179] для расчета энергий $1p1/2$ и $2s1/2$ была предложена модель, учитывающая связь одночастичных уровней с коллективными однофоновыми состояниями ядра-кора. Качественный расчет энергетического спектра ^{11}Be показал, что введенные корреляции могут объяснить инвер-

сию $1/2^+$ - и $1/2^-$ -состояний. Спектр низколежащих уровней, спектроскопические факторы и инверсия состояний $1/2^+$ и $1/2^-$ были воспроизведены и в работе [180], где учитывались такие же корреляции, но в несколько другом подходе.

Интересные результаты были получены в экспериментах по изучению импульсных распределений тяжелых фрагментов и частиц (нейтронов), образующихся при развале ^{11}Be . Для ^{11}Be ситуация сильно отличается от случая с ядром ^{11}Li , для которого ширины зависят также от взаимодействия в конечном состоянии подсистемы $^9\text{Li} + n$. В случае ^{11}Be нет трехчастичных эффектов, как при ^{11}Li , и в этом смысле изотоп ^{11}Be является удобным для определения связи между структурой ядра и механизмом реакции. Остановимся коротко лишь на некоторых выводах.

Ширина распределения продольного импульса фрагментов развала ^{11}Be , полученная в работе [181], составила $\sigma_{\parallel} \sim 20$ МэВ/с, как и для ядер ^{11}Li и ^{14}Be . Было показано, что ширина мало отличается при взаимодействии с легкими и тяжелыми мишенями (использовались мишени из ^9Be , ^{93}Nb , ^{181}Ta и ^{238}U), т.е. не зависит от мишени или, что то же самое, от взаимодействия, вызывающего развал (развал на легких мишенях определяется ядерным, на тяжелых — кулоновским взаимодействием). Было показано также, что среднеквадратичный радиус для нейтрона гало в ^{11}Be равен 6,5 фм, что согласуется со значением $(6,4 \pm 0,7)$ фм, необходимым для объяснения спектра кулоновского развала ^{11}Be [177] (напомним, что радиус ядра-кора ^{10}Be равен $(2,30 \pm 0,02)$ фм). Таким образом, в [181] найдено подтверждение наличия протяженного гало в ядре ^{11}Be .

Распределение поперечного импульса [116] состояло из двух компонент: узкий пик с шириной $\sigma_{\perp} = (25 \pm 4)$ МэВ/с, расположенный над более широким распределением, ширина которого (109 ± 7) МэВ/с. Столь малые значения σ_{\parallel} и σ_{\perp} указывают на то, что удаленный валентный нейтрон обладает малой импульсной флуктуацией, которая связана с протяженным распределением плотности нуклонов. Измерялись также импульсные распределения нейтронов. Способом изучения импульсного распределения нейтронов из состояния гало является измерение совпадения нейтронов с продуктами развала ядра-кора. Так как этот нейтрон имеет протяженное распределение, вероятность того, что он не будет участвовать во взаимодействии кора с мишенью, большая. В эксперименте при энергии 41 МэВ/А [116, 182] был получен результат для выходного канала, состоящего лишь из «одного нейтрона плюс все, кроме ^{10}Be ». Для двух мишеней, Be и Ti , угловые распределения оказались практически идентичными, и $\Gamma \approx 60$ МэВ/с для узкой компоненты, которая связывается с нейтроном гало. Считается, что широкая компонента соответствует нейтронам, испущенным при развале кора. Проверкой этого может служить эксперимент с пучком, являющимся кором для данного ядра. Эксперименты с ^{11}Be были сделаны также при высоких энергиях (460 МэВ/А)

[118, 109]. В работе [118] при выделении канала ${}^{7,8}\text{Li} + n$ получались значения для Γ , соответственно, (67 ± 5) и (56 ± 4) МэВ/с, что совпадает с предыдущим результатом.

Другой эксперимент [109] показал следующее: ширины нейтронных распределений, измеренных в совпадении с ${}^{10}\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$, очень разные ($\Gamma = 98, 67$ и 36 МэВ/с), они зависят от выбранного фрагмента (т.е. от механизма его образования). Третье значение соответствовало случаю, когда кор ${}^{10}\text{Be}$ теряет только один протон при взаимодействии с мишенью, вместе с тем не испуская ни одного нейтрона. Интересен тот факт, что $\Gamma = 36$ МэВ/с, и эта величина совпадает со значением для реакции диссоциации ядра ${}^{11}\text{Li}$. Был сделан вывод, что эти два канала, возможно, имеют одинаковое промежуточное состояние в виде ${}^{10}\text{Li}$, чем и объясняется идентичность импульсных распределений.

Как уже отмечалось в предыдущих разделах, существенная вероятность дипольных переходов, наблюдаемая при диссоциации нейтроноизбыточных ядер, может быть результатом двух механизмов — возбуждения так называемого мягкого дипольного резонанса или прямого развала ядра. Ядро ${}^{11}\text{Be}$ удобно для выяснения этого вопроса, так как наличие в нем лишь одного валентного нейтрона устраняет влияние nn -корреляции. В связи с этим были поставлены несколько экспериментов [177, 183–185]. В работе [177] для валентного нейтрона в ${}^{11}\text{Be}$ был найден среднеквадратичный радиус $(6,4 \pm 0,7)$ фм. Однако эксперименты показали, что относительно ${}^{11}\text{Be}$ остаются открытые вопросы, так как результаты о наличии постускорения фрагмента (т.е. существует или нет прямой развал вблизи ядра мишени) противоречивы.

3.2. Ядро ${}^{12}\text{Be}$. До недавнего времени было известно всего четыре возбужденных уровня ядра ${}^{12}\text{Be}$: 2,102, 2,702, 4,56 и 5,70 МэВ. Два последних лежат выше порогов испускания одного и двух нейтронов [168]. В реакции с вторичным пучком ${}^{12}\text{Be}$ на основании измеренного полного сечения взаимодействия на мишенях из Be, C и Al получен среднеквадратичный радиус распределения нуклонов в ядре ${}^{12}\text{Be}$ [20] и обнаружено, что радиус ядра ${}^{12}\text{Be}$ определяется стандартным приращением ($R \sim r_0 A^{1/3}$).

Новые данные о структуре ${}^{12}\text{Be}$ были получены в реакции двойной перезарядки ${}^{12}\text{C}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^{12}\text{Be}$ при энергии пучка 335,9 МэВ [60]. В этой работе, кроме пиков, соответствующих уже известным уровням, наблюдался узкий пик с $E^* = 7,2$ МэВ, а также широкое распределение в районе $E^* \approx 9,3$ МэВ (рис. 27).

Почти одновременно были получены результаты [186, 187], которые показали, что ${}^{12}\text{Be}$ может служить хорошей иллюстрацией существования в ядрах α -кластерных состояний. Такие состояния должны проявляться при энергиях возбуждения, близких к порогам распада с испусканием ядер гелия.

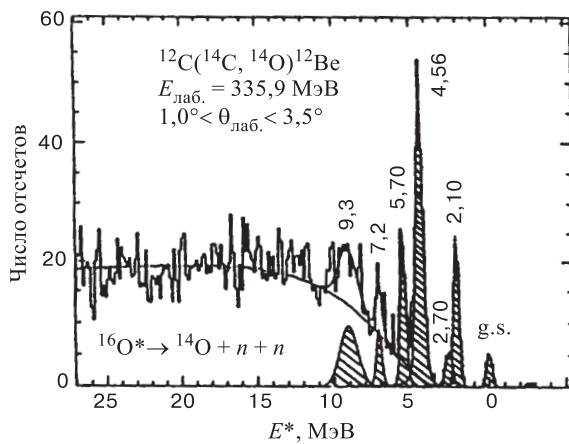


Рис. 27. Спектр энергии возбуждения ядра ^{12}Be , измеренного в реакции двойной перезарядки $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{12}\text{Be}$ при энергии 335,9 МэВ и $1,0^\circ < \theta_{\text{лаб.}} < 3,5^\circ$ [60]

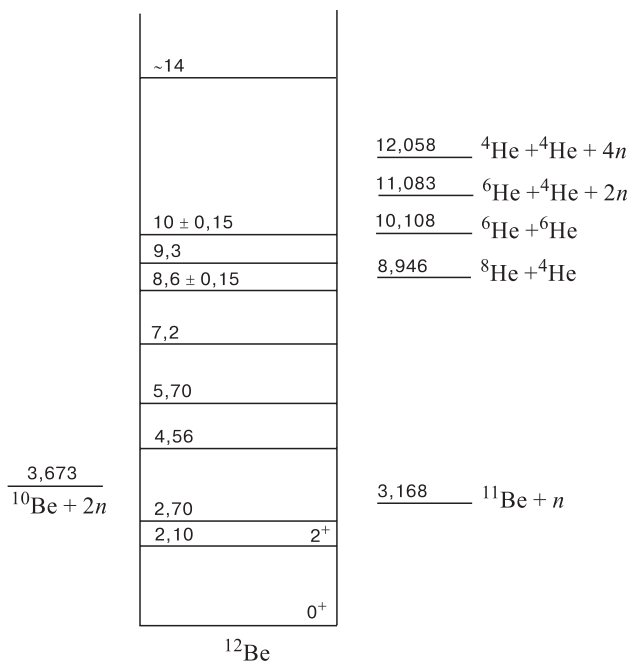


Рис. 28. Схема уровней ^{12}Be [168,60,186]. Указаны пороги распада с участием изотопов He или Be

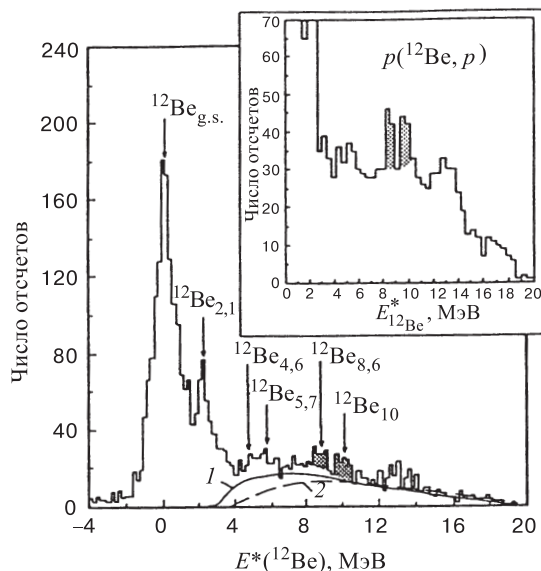


Рис. 29. Инклюзивный спектр протонов, измеренный в реакции неупругого рассеяния $p(^{12}\text{Be}, p)$, как функция энергии возбуждения ядра ^{12}Be [186]. Кривые: 1 — фазовое пространство для $p + n + ^{11}\text{Be}$ и 2 — $n + n$ -взаимодействие в конечном состоянии в канале $p + 2n + ^{10}\text{Be}$

В случае ^{12}Be эти пороги лежат в области $E^* \sim 9 \div 12$ МэВ (см. рис. 28). В работе [186] в неупругом рассеянии вторичного пучка ^{12}Be с энергией 55 МэВ/нуклон на протонной мишени наблюдались два новых уровня ^{12}Be с энергией $(8,6 \pm 0,15)$ и $(10,00 \pm 0,15)$ МэВ, а также широкое распределение при $\sim 13 - 14$ МэВ. Первые два уровня имеют маленькую ширину $\Gamma \leq 0,5$ МэВ, которая соответствует значению угловых моментов $L \geq 3$ для первого и $L \geq 4$ для второго уровня. На рис. 29 показан инклюзивный спектр рассеянных протонов. Измерялись и спектры совпадения протонов с разными продуктами распада ^{12}Be , в том числе $^{10,11,12}\text{Be}$ и различными изотопами He. Из схемы уровней на рис. 28 следует, что состояние с энергией $(8,6 \pm 0,15)$ МэВ находится чуть ниже первого порога испускания гелиевого ядра из $^{12}\text{Be} \rightarrow ^8\text{He} + ^4\text{He}$, а уровень $(10,00 \pm 0,15)$ МэВ расположен выше этого порога и вблизи второго порога для распада $^{12}\text{Be} \rightarrow ^6\text{He} + ^6\text{He}$. В спектрах совпадения с изотопами Be пик с энергией возбуждения $E^* = 10$ МэВ практически отсутствует. Из соотношения выходов пиков 8,6 и 10,0 МэВ в инклюзивном и в спектре совпадения с изотопами Be было получено, что для уровня 10 МэВ соотношение полной ширины и парциальной ширины для распада на бериллиевые изотопы (т.е. путем испускания нейтронов) равно $\Gamma_{\text{tot}}/\Gamma_{^{12}\text{Be}^* \rightarrow ^x\text{Be}} = 3,6 \pm 1,6$. Следовательно, преобладающим для уровня с

энергией 10 МэВ является распад с испусканием гелиевых ядер. Спектр совпадения с изотопами He показывает, что уровень с энергией ~ 14 МэВ тоже распадается путем испускания ядер гелия, но не распадается путем испускания ядер бериллия. Таким образом, можно считать, что в ^{12}Be обнаружены уровни, имеющие α -кластерную структуру. Эти уровни могут иметь конфигурацию, в которой две α -частицы расположены далеко одна от другой и к ним добавлены четыре нейтрона. И это сильно отличается от структуры основного состояния, в котором, в соответствии с расчетами [188–190], ожидалось отсутствие ярко выраженной кластерной структуры.

Структура ядра ^{12}Be исследовалась в работе [191] в рамках трехчастичной модели ($^{10}\text{Be} + n + n$). Поскольку основным состоянием ядра ^{11}Be является $1/2^+$, можно было ожидать, что добавление одного нейтрона приведет к $(s1/2)^2$ -конфигурации для ^{12}Be . Однако хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными по ширинам распределения продольного импульса фрагментов ^{10}Be , образованных при фрагментации ^{12}Be [192], а также со значением среднеквадратичного радиуса ядерного вещества [20], было получено лишь в случае, когда валентные нейтроны в основном находятся на $p1/2$ -орбите и вклад sd -конфигурации составляет не более 25 %.

3.3. Ядро ^{13}Be . Ожидалось, что ядро ^{13}Be будет нестабильным по отношению к распаду $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$, с энергией распада в пределах $0,9 \div 2,2$ МэВ [41,74,127,193]. Лишь в работах [194,195] получено, что ^{13}Be связан на $0,009 \div 0,038$ МэВ. Попытки обнаружить его в реакции фрагментации ионов ^{40}Ar с энергией 44 МэВ/А на мишени из Ta не дали положительного результата [196], как это и предсказывалось. Структура нестабильного ядра ^{13}Be исследовалась в нескольких экспериментах, в которых использовались реакции передачи (табл.9). Результаты экспериментов и предсказания теории отличаются не сильно.

Впервые ядро ^{13}Be наблюдалось в реакции $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{13}\text{Be}$ [197,198]. Результат приведен в табл.9. Однако небольшая статистика в области резонанса и фон того же порядка не позволили определить массу с погрешностью меньшей, чем та, что по систематике (0,5 МэВ) из работы [200].

Более прецизионное измерение [193] спектра ^{13}Be проведено в реакции двойной перезарядки $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$ при энергии 337 МэВ. Результат этой работы представлен на рис. 30. Первому пику (который практически свободен от фона) влево от порога развала $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$ соответствует значение избытка массы $M.E. = 35,16(5)$ МэВ, т.е. этот резонанс отстоит от порога на $2,01(5)$ МэВ. Ширина резонанса $\Gamma = 0,3(2)$ МэВ. Другой резонанс находится на $3,12(7)$ МэВ, а третий — на $6,5(2)$ МэВ выше первого. Их ширины, соответственно, равны $\Gamma = 0,4(2)$ и $0,9(3)$ МэВ. Вероятно, что наблюдавшийся в этой работе резонанс при ~ 2 МэВ не является основным состоянием ядра ^{13}Be .

Таблица 9. Избыток массы (М.Е.) наблюдаемого наиболее низколежащего уровня ядра ^{13}Be , энергия резонанса E_{res} над порогом испускания одного нейтрона и ширина резонанса Γ , полученные в реакциях передачи при энергиях пучка E_i

Реакция	E_i , МэВ	М.Е., МэВ	E_{res} , МэВ	Γ , МэВ	Ссылка
$^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^8\text{B})$	82	$3,5 \pm 0,5$	$1,8 \pm 0,5$ 2,0	$0,9 \pm 0,5$ 1,5	[197] [198]
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})$	337	$35,16 \pm 0,05$	$2,01 \pm 0,05$	$0,3 \pm 0,2$	[193]
$d(^{12}\text{Be}, p)$	55A		2,0		[186]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})$	190	$33,95 \pm 0,09$	$0,80 \pm 0,09$	$\sim 1,0$	[199]

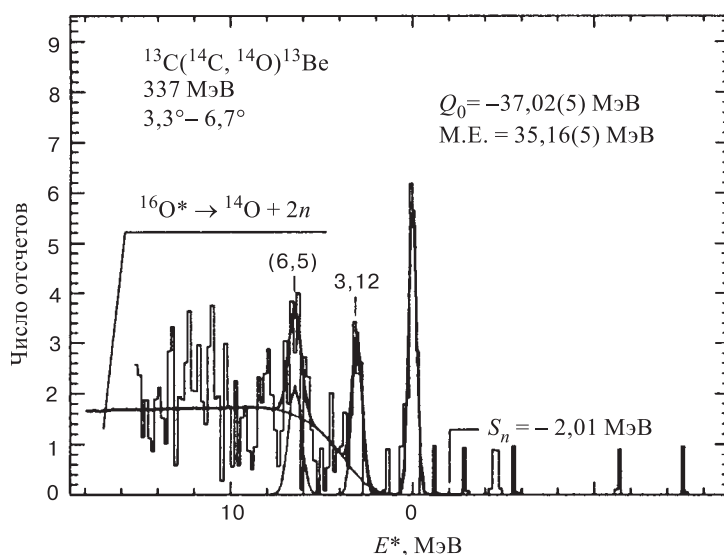


Рис. 30. Спектр $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$ -реакции [193]. Указаны энергии резонансов в МэВ

В ОИЯИ ядро ^{13}Be изучалось в реакции $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ при энергии 190 МэВ [199]. Результат этой работы представлен на рис. 31,а. Самый низкий по энергии резонанс соответствует М.Е. = 33,95(9) МэВ, что приписывается основному состоянию с энергией распада 0,80(9) МэВ. В спектре наблюдаются еще несколько пиков, которые, по мнению авторов, соответствуют возбужденным состояниям с энергиями 1,22(10), 2,10(16), 4,14(12), 5,09(14) и 7,0(2) МэВ. На рис. 31,б приведен спектр из реакции $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$. Основное состояние и первое возбужденное состояние в этой реакции возбуждаются очень слабо. Сильнее всего возбуждается состояние при энергии 1,78 МэВ, для которого $J^\pi = 5/2^+$.

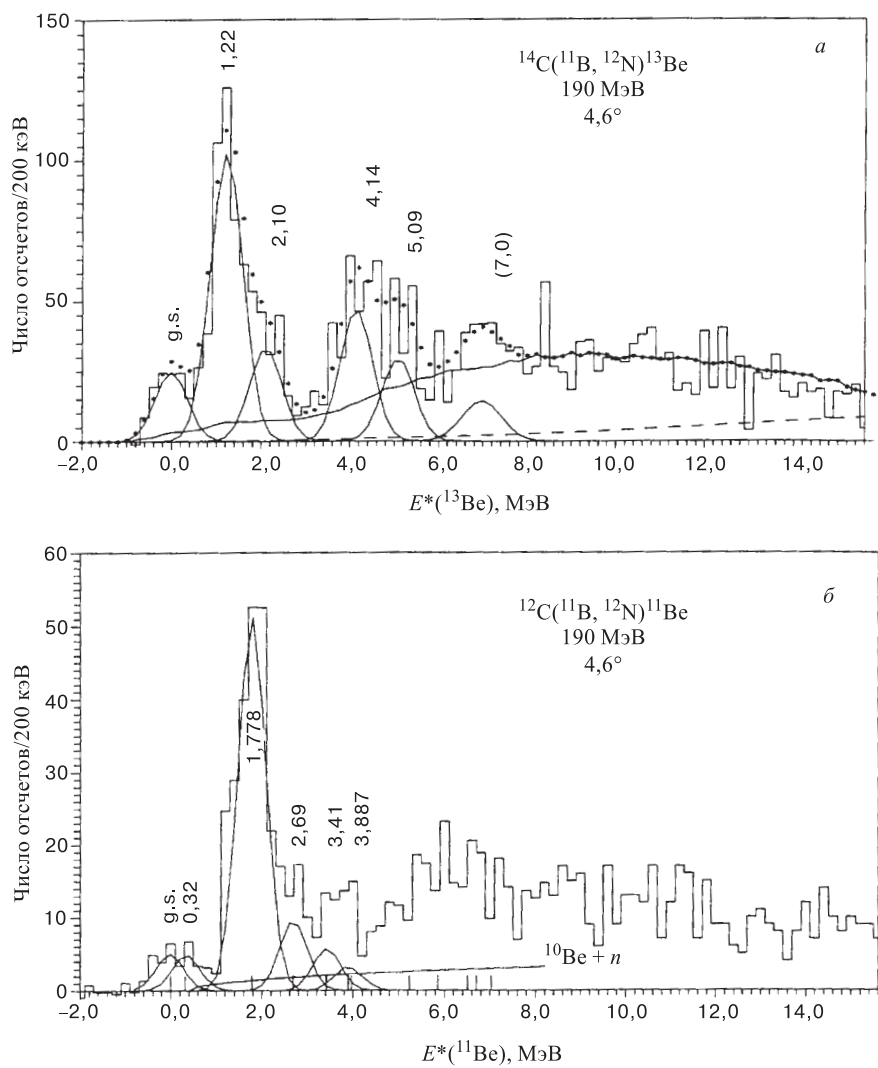


Рис. 31. а) Спектр из реакции $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ после вычета фона от примесей в мишени. Гистограмма — экспериментальный спектр, сплошная кривая — сумма вкладов от 3-частичного процесса $^{12}\text{N} + ^{12}\text{Be} + n$ и последовательного распада возбужденного $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$, точки — сумма всех компонент разложения спектра, пунктир — 4-частичное фазовое пространство; б) спектр из реакции $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ [199]

Позднее в RIKEN [186] было проведено исследование ^{13}Be в реакции $^{12}\text{Be}(d, p)$ в инверсной кинематике при энергии вторичного пучка ^{12}Be , равной 55 МэВ/А. В спектре протонов проявляется резонанс при энергии 2 МэВ над порогом развала на $^{12}\text{Be} + n$, а также резонансы при 5, 7 и 10 МэВ (рис. 32).

Ядро ^{13}Be изучалось и путем измерения спектра относительной скорости между нейтронами и ^{12}Be , образующимися при развале ^{13}Be [52]. На основании этого спектра был сделан вывод, что в ^{13}Be есть состояние, которое распадается путем испускания низкоэнергичного нейтрона. По мнению авторов, это состояние представляет собой либо низколежащий s -волновой резонанс (аналогично случаю ^{10}Li), либо возбужденное состояние, которое распадается в возбужденное состояние ядра ^{12}Be при 2,1 МэВ.

Представление о схеме уровней ядра ^{13}Be можно получить из рис. 33. Все экспериментальные данные однозначно определяют уровень, находящийся на ~ 2 МэВ выше порога развала $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$. В трех работах [186, 193, 199], в пределах погрешности, совпадает и резонанс с энергией над порогом, равной ~ 5 МэВ. Информация о резонансах в области $7 \div 8,5$ МэВ в разных работах отличается. Резонанс с энергией ~ 10 МэВ наблюдался в одной работе [186], так же, как и основное состояние [199]. Эксперимент сравнивался с теорией из работ [41, 193–195].

Можно полагать, что резонанс с энергией ~ 2 МэВ является возбужденным, а не основным состоянием ядра ^{13}Be . Эти выводы базируются, в первую очередь, на некоторой систематике уровней ядер с $N = 9$. Экстраполяция [201] в цепочке $^{17}\text{O} - ^{15}\text{C} - ^{13}\text{Be}$ требует $2s$ -конфигурации для основного состояния ^{13}Be . Кроме того, расчеты [193] предсказывают основное состояние $1/2^+$, находящееся ниже состояния $5/2^+$ и не связанное на $\sim 0,9$ МэВ. Основным результатом работ [194, 195] является то, что обнаружено состояние $1/2^+$ вблизи порога развала. Оно может оказаться близко к связанному ($E_{\text{res}} = -(9 \div 38)$ кэВ), что сильно отличается от других предсказаний. Как отмечает сам автор, предсказание связанного состояния зависит от выбора нуклон-нуклонного взаимодействия, а также от точности экспериментально измеренной энергии резонанса $5/2^+$. В любом случае делается вывод о том, что состояние $1/2^+$, по крайней мере, должно лежать вблизи порога развала. Предположение о том, что это состояние слабо связано, ведет к его

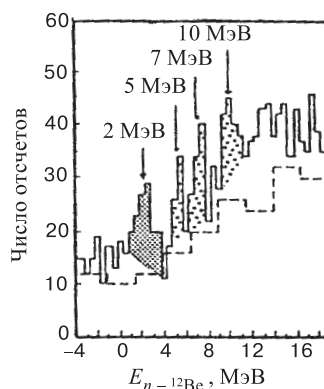


Рис. 32. Спектр протонов из реакции $\text{CD}_2(^{12}\text{Be}, p)$, как функция энергии над порогом развала в $n + ^{12}\text{Be}$ (сплошная гистограмма), и из реакции $\text{C}(^{12}\text{Be}, p)$ (пунктирная гистограмма) [186]

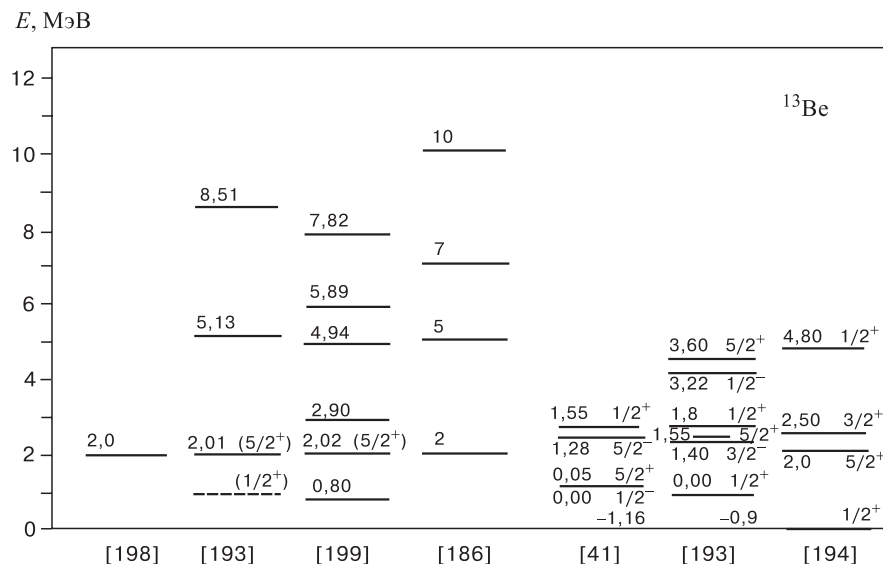


Рис. 33. Экспериментальные и расчетные схемы уровней ядра ^{13}Be . Экспериментальные значения (колонки 1 – 4) приведены относительно порога развала $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$. Теоретические предсказания (колонки 5 – 7) представлены в шкале энергии возбуждения

необычным свойствам — среднеквадратичный радиус может быть даже в три раза больше радиуса ядра-кора ^{12}Be и тогда ^{13}Be оказывается галообразным ядром. В работе [194] обнаружен также широкий резонанс при энергии около 5 МэВ, что совпадает с результатами экспериментов. Ему приписаны спин и четность $1/2^+$. Предсказан еще один резонанс, $3/2^+$, в области 2,1 – 3 МэВ, но он пока не подтвержден экспериментально. Расчет, сделанный в [193], среди нескольких других состояний предсказывает второй $5/2^+$ -уровень при $E^* = 3,6$ МэВ — это значение неплохо согласуется со вторым наблюдаемым пиком в той же работе при энергии $E_{\text{res}} = 5,13$ МэВ.

Наиболее важным является вопрос о структуре состояния с резонансной энергией $E_{\text{res}} \approx 2$ МэВ, с учетом того, что оно не является основным состоянием ядра ^{13}Be . В работе [193] R -матричный расчет ширины близок к экспериментальному значению $\Gamma = 0,3(2)$ МэВ в предположении о распаде с испусканием нейтрона из уровня с $\ell = 2$ или $\ell = 1$, но сильно отличается, когда $\ell = 0$. Таким образом, этому резонансу можно приписать спин и четность $5/2^+$ или $1/2^-$, в то время как $1/2^+$ исключается. Расчет (рис. 33) предсказывает уровень $5/2^+$ при $E^* = 1,55$ МэВ (т.е. $E_{\text{res}} = 2,45$ МэВ). В соответствии с этим авторы работы [193] приняли значение $5/2^+$ для уровня

с энергией $E_{\text{res}} = 2$ МэВ. Нужно добавить, что в работе [194] хорошо воспроизводится ширина резонанса $5/2^+$.

Подтверждением вывода о спине и четности резонанса $5/2^+$ служит результат, полученный в [199]. Авторы сравнивают спектр ^{13}Be с энергетическим спектром ^{11}Be из реакции $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ (см. рис. 31,б). Видны пики, соответствующие двум самым низким уровням ^{11}Be — основному состоянию с необычной четностью ($J^\pi = 1/2^+$) и первому возбужденному состоянию ($J^\pi = 1/2^-$). Эти два уровня в реакции $(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})$ слабо заселяются, в отличие от уровня 1,78 МэВ ($J^\pi = 5/2^+$), который заселяется с большим сечением. Из сравнения спектров ^{13}Be и ^{11}Be видна их идентичность. Естественным образом следует вывод о том, что уровень в ^{13}Be с энергией ~ 2 МэВ, обнаруженный в реакции $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$, должен обладать спином и четностью $J^\pi = 5/2^+$ по аналогии с уровнем 1,78 МэВ в ядре ^{11}Be .

Рассмотрим структуру наиболее низколежащего резонанса с $M.E. = 33,95(9)$ МэВ, найденного в эксперименте [199] и приписанного основному состоянию ^{13}Be . Как было упомянуто выше, есть все основания ожидать, что это s -состояние [201]. Расчет по R -матричной теории в предположении, что основное состояние имеет конфигурацию $2s1/2$, дает ширину $\Gamma \approx 1$ МэВ, что, в принципе, не противоречит эксперименту [199], который допускает такую большую ширину. Аналогия спектров ^{13}Be и ^{11}Be позволяет лишь предположить, что наблюдавшееся основное состояние имеет $J = 1/2$. Ненаблюдение в работе [193] в реакции $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$ основного состояния $1/2^+$, возможно, является следствием двух причин: 1) в отличие от $1d5/2$ -оболочки, нейтронная оболочка $2s1/2$ заселяется с очень низким сечением в реакциях такого типа при этих энергиях, 2) s -состояние ожидается с очень большой шириной, что нельзя обнаружить при малой статистике. Высокий фон в работе [186] также не позволил сделать каких-либо надежных выводов о возможном низколежащем s -состоянии. Однако, согласно расчетам, конфигурация $1p1/2$ не может быть полностью исключена. Как видно из рис. 33, в [41] в рамках $(0 + 1)\hbar\omega$ -пространства предсказывается основное состояние $1/2^-$ вблизи $5/2^+$ -состояния. Если это так, то это означает, что имеет место инверсия уровней, что $2s1/2$ -оболочка связана и лежит ниже $1p1/2$ -оболочки, на которой должен находиться последний нечетный нейтрон. Поэтому пока не существует однозначного вывода о четности основного состояния ^{13}Be . Это должно явиться предметом дальнейших исследований.

3.4. Ядро ^{14}Be . В отличие от ядра ^{13}Be , ядро ^{14}Be , имеющее на один нейтрон больше, является стабильным — оно принадлежит к группе бороминовских ядер. Результаты, полученные в экспериментах по измерению полного сечения реакции [20] и по распределению импульса [192], дают указания на существование в ^{14}Be двухнейтронного гало. Однако, в отличие от

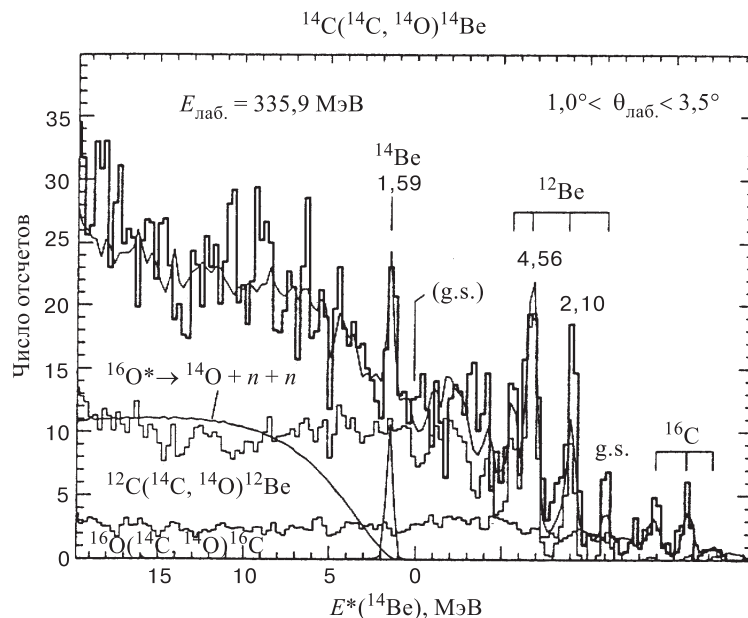
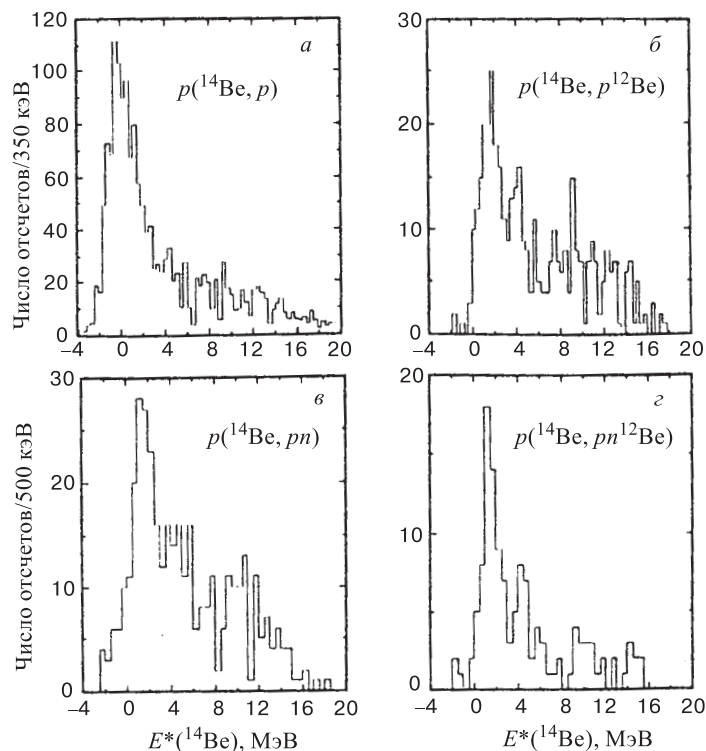


Рис. 34. Спектр энергии возбуждения ^{14}Be из реакции $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{14}\text{Be}$ при энергии 335,9 МэВ в диапазоне $1,0^\circ < \theta_{\text{лаб.}} < 3,5^\circ$ [47]

другого галообразного ядра ^{11}Li , энергия отрыва двух нейтронов гало в ^{14}Be гораздо больше, а именно $B_{2n} = (1,34 \pm 0,11) \text{ МэВ}$ [56]. ^{14}Be рассматривается как ядро, состоящее из ядра-кора (^{12}Be) плюс два валентных нейтрона. Ожидается, что конфигурация нейтронов гало содержит вклад от d -орбиты.

Изотоп ^{14}Be был впервые обнаружен в реакции скалывания $\text{U}+p$ (4,8 ГэВ) [202]. Постановка этого эксперимента не позволяла определить массу ^{14}Be . Первое измерение массы ^{14}Be было осуществлено в реакции двойной перезарядки на пионах $^{14}\text{C}(\pi^-, \pi^+)^{14}\text{Be}$ [203]. Избыток массы ^{14}Be оказался равным М.Е. = $(40,10 \pm 0,16) \text{ МэВ}$, откуда следовало, что если наблюдаемый пик соответствовал основному состоянию, то энергия связи двух нейтронов в ядре ^{14}Be $B_{2n} = 1,12 \text{ МэВ}$. Это означало, что ^{14}Be на 0,6 – 1 МэВ более связанный, чем предсказывалось, например в [69,71,72], но связан примерно настолько, насколько предсказывалось в работе [41].

Результаты по прямому измерению массы с помощью времяпролетного изохронного спектрометра TOF представлены в работе [128], в которой использовалась реакция фрагментации мишени из Th протонами. Избыток массы ^{14}Be , определенный в этом эксперименте, М.Е. = $(39,74 \pm 0,14) \text{ МэВ}$. В этом случае ядро ^{14}Be оказалось на 0,36 МэВ сильнее связано, чем следовало из работы [203].

Рис. 35. Спектры протонов, измеренные при рассеянии $^{14}\text{Be} + p$ [204]

В настоящее время рекомендованным значением для избытка массы ^{14}Be является М.Е. = 39,88(11) МэВ, что соответствует энергии связи двух нейтронов $B_{2n} = 1,34(11)$ МэВ [56].

Недавно получена информация о возбужденных состояниях ^{14}Be [47,60,204]. Ядро ^{14}Be изучалось в реакции двойной перезарядки $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14})^{14}\text{Be}$ при энергии ионов ^{14}C , равной 335,9 МэВ (рис. 34) [47,60]. Основное состояние ^{14}Be в этой работе не наблюдалось. В спектре ^{14}Be наблюдался, кроме линий на примесях ^{12}C и ^{16}O в мишени, только один пик, который соответствовал избытку массы М.Е.=41,47(6) МэВ. С использованием значения М.Е. (^{14}Be) = 39,88(11) МэВ [56] для этого уровня получена энергия возбуждения $E^* = 1,59(13)$ МэВ. Таким образом, это состояние оказалось нестабильным по отношению к распаду на $^{12}\text{Be} + 2n$ на 0,25(6) МэВ. Ширина уровня невелика и определена равной $\Gamma \leq 100$ кэВ. Это значение было приписано первому 2^+ -уровню в ядре ^{14}Be с конфигурацией $(d5/2)^2$ по аналогии с первым возбужденным уровнем 1,77 МэВ, тоже 2^+ , в ядре ^{16}C ($Z = 6, N = 10$).

Существование уровня при $E^* = 1,59$ МэВ [47,60] было недавно подтверждено при измерении неупругого рассеяния вторичного пучка ^{14}Be с энергией 73,6 МэВ/А на протонной мишени [204]. В этой работе отмечено возбужденное состояние при $E^* = 1,6(1)$ МэВ, а также получено указание о существовании нового уровня при $E^* = 4,1(2)$ МэВ, рис. 35.

В расчетах [41,195] для первого возбужденного уровня получено $J^\pi = 2^+$ и предсказаны значения $E^* = 1,95$ МэВ [41] и $\sim 1,80$ МэВ [195], что находится в хорошем согласии с экспериментами [47,60,204]. Уровень в районе 4,4 МэВ (также с $J^\pi = 2^+$) был предсказан в [195].

Структура ядра ^{14}Be рассчитывалась в работе [205], где было показано, что два внешних (валентных) нейтрона в ^{14}Be лежат на орбите $2s_{1/2}$, а не на орбите $2d_{5/2}$. Если бы они занимали орбиту $2d_{5/2}$, это означало бы, что ^{14}Be нестабилен по отношению к испусканию двух нейтронов. Поэтому из расчета следует, что уровень $2d_{5/2}$ является возбужденным, как это и предполагалось в работах [47,60]. Необходимо заметить, что расчеты [193,194] предсказывают существование последнего нейтрона в основном состоянии ядра ^{13}Be на уровне $2s_{1/2}$, что также согласуется с выводами работы [205].

Измерение полного сечения взаимодействия в работе [20] позволило определить среднеквадратичный радиус ядра ^{14}Be , который оказался равным $R_{rms}^m = (3,16 \pm 0,38)$ фм. Теоретические расчеты [195,205] распределения плотности для ядер ^{14}Be и ^{12}Be также указывают на повышение радиуса и существование нейтронного гало в ^{14}Be .

Первые измерения [206] распределения поперечного импульса фрагментов ^{12}Be из развала $^{14}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + 2n$ показали, что оно имеет двухкомпонентную структуру, аналогично случаю с ядром двухнейтронного гало ^{11}Li . В работах [192,207] были измерены поперечное и продольное распределения импульса этих фрагментов и получено значение $\Gamma \approx 92 - 96$ МэВ/с. Для сравнения — ширины импульсных распределений ^{10}Be , полученного при фрагментации ^{14}Be и ^{12}Be : $\Gamma = (185 \pm 11)$ и $\Gamma = (194 \pm 9)$ МэВ/с соответственно. Результаты этих экспериментальных работ [192,206,207] показывают, что ширина импульсных распределений ^{12}Be , образующегося при фрагментации ядер ^{14}Be , намного меньше распределений любых других фрагментов. Это узкое распределение указывает на большую пространственную протяженность валентных нейтронов в ^{14}Be . Это согласуется с картиной о нейтронном гало в ^{14}Be , хотя для этого ядра $B_{2n} = 1,34$ МэВ [56]. Это существенно больше, чем, например, для ядра ^{11}Li ($B_{2n} = 0,310$ МэВ).

Поэтому является интересным исследование влияния дополнительной энергии связи на структуру ядра ^{14}Be . Оно показано с помощью угловых распределений нейтронов.

В работе [67] измерялось угловое распределение нейтрона в совпадении с фрагментами ^{12}Be от фрагментации ^{14}Be . Получена ширина импульсного распределения одного нейтрона $\Gamma = (47 \pm 5)$ МэВ/с. Это значение почти в два

раза меньше значения, полученного в других экспериментах [192,207]. Имеющаяся на сегодняшний день информация о ядрах ^{14}Be и ^{13}Be недостаточна для того, чтобы сделать однозначную интерпретацию полученной разницы. Однако в работе [208] эта разница объясняется сильной корреляцией между двумя нейтронами гало. Авторы работ [192,207] полагают, что как раз в этом и проявляется влияние более высокой энергии связи ^{14}Be ($B_{2n} = 1,34$ МэВ) на свойства нейтронного гало. Ядро ^{14}Be относительно сильно связано, в то время как ^{13}Be нестабилен на 0,8 МэВ. Поэтому nn -взаимодействие должно обеспечить как минимум около 2,1 МэВ, чтобы достичь указанной стабильности ^{14}Be . (Для сравнения напомним, что для ^{11}Li необходима дополнительная энергия порядка всего около 0,5 МэВ.)

3.5. Более тяжелые изотопы Ве. Ни один изотоп Ве с $A > 14$ не наблюдался в эксперименте. Предсказывается их нестабильность. Изучение их в стандартных реакциях передачи является трудной задачей, поскольку значения Q -реакции сильно отрицательные, как это видно из оценок в табл.10, где указаны некоторые реакции, которые могли бы быть использованы для синтеза тяжелых изотопов Ве.

Таблица 10. Некоторые реакции для синтеза ядер ^{15}Be и ^{16}Be

Ядро	Реакция	Q , МэВ
^{15}Be	$^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{Ne})^{15}\text{Be}$	-62,0
	$^{10}\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{13}\text{O})^{15}\text{Be}$	-59,0
^{16}Be	$^{14}\text{C}(^{22}\text{Ne}, ^{20}\text{Mg})^{16}\text{Be}$	-79,0
	$^{14}\text{C}(^{40}\text{Ar}, ^{38}\text{Ca})^{16}\text{Be}$	-69,0

Более вероятным является использование радиоактивных вторичных пучков на легких мишенях в обратной кинематике, например, реакция $^{14}\text{Be} + d \rightarrow p + ^{15}\text{Be}$, для которой Q -реакции всего -5,45 МэВ, или реакции на дейтериевой мишени со срывом одного протона, например $^{15}\text{B}(d, 2p)^{15}\text{Be}$. Однако эти эксперименты требуют относительно высокой ($\geq 10^{3\div 4} \text{ c}^{-1}$) интенсивности пучка радиоактивных ядер ^{14}Be и ^{15}B , которые появятся лишь с запуском фабрик радиоактивных пучков.

3.6. Кластеризация в изотопах бериллия. В последнее время возрос интерес к состояниям, образованным из нескольких α -частиц плюс несколько нейтронов [186,189,190,209–213]. Наблюдение такого рода молекулярных состояний ожидается при энергиях возбуждения вблизи порогов развала на соответствующие подсистемы. Признаком молекулярной структуры служит существование ротационных полос с соответствующим моментом инерции. Альфа-кластерная структура давно установлена в легких ядрах с четным $N = Z$.

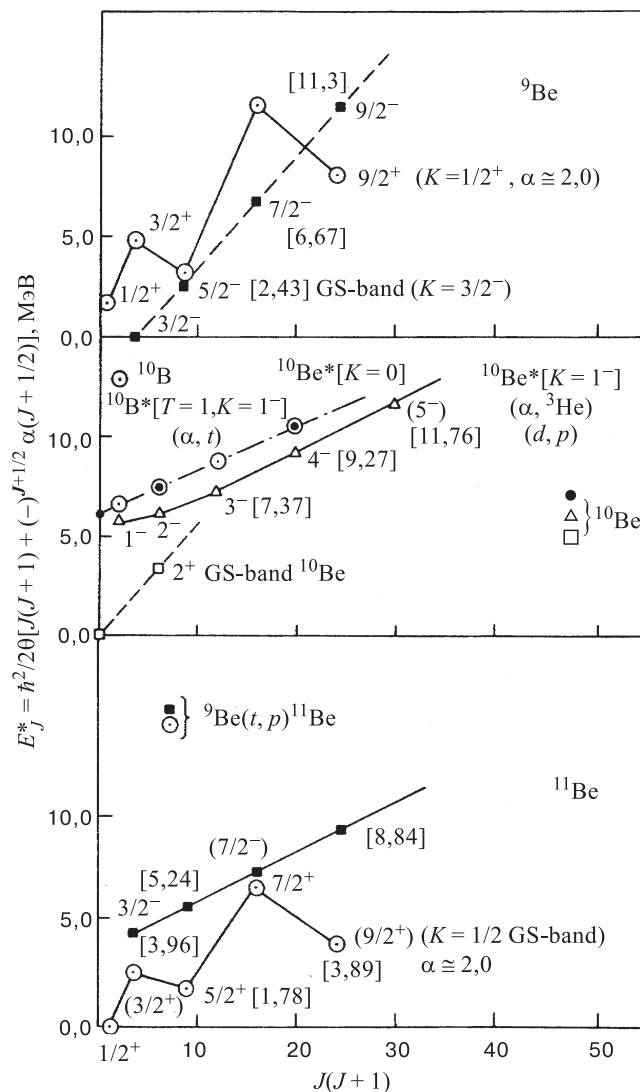


Рис. 36. Энергия возбуждения уровней, составляющих ротационные полосы даймеров из $2\alpha + x$ -нуклоны, а именно ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{Be}$, как функция $J(J+1)$ [210]

Изотопы бериллия занимают в этой проблеме особое место, поскольку имеются аргументы в пользу существования структур с двумя центрами, так называемых «даймеров» (dimers) [209–212]. В этих работах на основе известной информации состояния в бериллиевых изотопах сгруппированы в ротационные полосы и определены моменты инерции. Для понимания струк-

туры этих изотопов использовалась корреляционная диаграмма нуклонов на молекулярных орбитах в двухцентровой системе [214]. Остановимся более подробно на выводах работ [209–212].

Хорошо известно, что ${}^8\text{Be}$ состоит из двух α -кластеров [215]. В этом ядре установлена ротационная полоса, построенная на основном состоянии ($0^+(\text{g.s.})$, $2^+(3,04 \text{ МэВ})$ и $4^+(11,4 \text{ МэВ})$). Ядро ${}^9\text{Be}$ также имеет молекулярную структуру с двумя центрами, т.е. состоит из двух хорошо разделенных α -частиц и одного валентного нейтрона, который создает молекулярную связь для α -частиц. Здесь имеют место две ротационные полосы, построенные на основном состоянии ($3/2^-$) и на состоянии ($1/2^+$). Начиная с этих молекулярных состояний с двумя нейтронами, в ядре ${}^{10}\text{Be}$ предсказываются четыре состояния в районе $E^* = 6 \text{ МэВ}$. Действительно, эти состояния существуют. Известные γ -переходы в ${}^{10}\text{Be}$ и значения более высоколежащих уровней позволили построить ротационные полосы. На основании этого можно предположить, что уровни при $E^* \sim 6 \text{ МэВ}$ являются молекулярными состояниями. Есть основания предполагать существование даймеров и в ядрах ${}^{11}\text{Be}$ и ${}^{12}\text{Be}$. На рис. 36 представлены ротационные полосы, построенные на основании существующей экспериментальной информации для ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{11}\text{Be}$. Отсюда можно получить момент инерции даймеров θ , который дает представление о форме ядер. Сделаны следующие выводы: для основных состояний ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{Be}$ (и ${}^8\text{Be}$) $\hbar^2\theta \approx 0,5 - 0,6 \text{ МэВ}$. Это означает, что состояния достаточно компактные. Для ротационных полос возбужденных даймеров в ${}^{10}\text{Be}^*$ и ${}^{11}\text{Be}^*$ $\hbar^2\theta \approx 0,23 - 0,25 \text{ МэВ}$, что свидетельствует о большем расстоянии (около 4 фм) между двумя α -частицами, чем в случае основных состояний. Что касается ядра ${}^{12}\text{Be}$, то о нем имеется мало информации. Его первый возбужденный уровень находится при энергии $E^* = 2,1 \text{ МэВ}$ и $\hbar^2\theta \approx 0,35 \text{ МэВ}$. Однако в нем также можно ожидать двухцентровые кластерные состояния, как это обсуждалось в работах [186,204,213], где наблюдались уровни с энергией возбуждения от 8,6 до 14 МэВ, которые могут распадаться путем испускания изотопов гелия (см. рис. 28). Поскольку изотопы ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ состоят из α -кора и слабосвязанных нейтронов, не исключено, что эти состояния в ядре ${}^{12}\text{Be}$ имеют структуру $\alpha + \alpha + 4n$.

Проблеме кластеризации в изотопах Be посвящены теоретические работы в рамках антисимметризованной молекулярной динамики [188—190,211]. Их результаты согласуются с предложенной ротационной структурой возбужденных состояний и моментов инерции.

Очевидно, что для дальнейшего определения структуры даймеров требуются новые эксперименты. Это возможно осуществить несколькими способами: поиском высоковозбужденных уровней в этих ядрах с использованием реакций передачи с тяжелыми ионами, изучением взаимодействия между двумя фрагментами или наблюдением высоковозбужденных уровней даймеров путем регистрации γ -квантов.

4. ИЗОТОПЫ БОРА

Структура нейтроноизбыточных изотопов бора не менее интересна, чем структура изотопов элементов с $Z < 5$. Нуклонно-стабильные изотопы ^{14}B и ^{15}B впервые наблюдались еще в 1966 г. [84]. Синтезирован наиболее тяжелый изотоп ^{19}B [216]. Современные формулы масс ядер показывают, что ^{19}B — последний нуклонно-стабильный изотоп бора. Таким образом, граница нуклонной стабильности для изотопов бора определена достаточно хорошо. Изотоп ^{17}B был получен экспериментально в работе [217]. В [128,218] измерен его избыток массы. Для ^{17}B отношение $N/Z = 2,4$, а для ^{19}B $N/Z = 2,8$. Относительный избыток нейтронов $(N - Z)/A = 0,41$ и $0,47$ соответственно. Эти величины далеко превосходят значения, определяющие границу нуклонной стабильности. Необходимо отметить, что длинной цепочкой изотопов бора хорошо иллюстрируется эффект спаривания: ядра $^{15}\text{B} - ^{17}\text{B} - ^{19}\text{B}$, имеющие 10, 12 и 14 нейтронов, — нуклонно-стабильные, в то время как изотопы ^{16}B и ^{18}B с 11 и 13 нейтронами — нейтронно-нестабильные [216,217,219].

До недавнего времени мало что было известно о структуре изотопов бора с $A \geq 14$. Ниже мы представим новые результаты, полученные для массы ядра ^{16}B , а также для возбужденных состояний ^{14}B и ^{16}B .

4.1. Ядро ^{14}B . В работе [42] предсказана нуклонная стабильность ядра ^{14}B с энергией связи 400 кэВ. Поэтому его первое наблюдение [84] в реакции $\text{U} + p$ (5,3 ГэВ) не явилось неожиданным.

Первое измерение массы ^{14}B проведено в реакции $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{14}\text{B}$ при энергии 52 МэВ [220]. Измеренное значение Q -реакции $(-21,499 \pm \pm 0,030)$ МэВ соответствовало избытку массы $\text{M.E.} = (23,657 \pm 0,030)$ МэВ. В этой работе также было обнаружено несколько возбужденных состояний в области энергий возбуждения от 0 до 3 МэВ. Среди этих состояний уровень $2,08$ ($J^\pi = 4^-$) заселялся наиболее интенсивно. Спины и четности наблюдаемых уровней были определены на основании аналогии энергетических спектров $^{14}\text{B}^*$ и $^{12}\text{B}^*$, полученных в том же эксперименте.

Последующее измерение массы ^{14}B в реакции $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{N})^{14}\text{B}$ при энергии 87,4 МэВ очень хорошо согласуется с предыдущим: $\text{M.E.} = (23,67 \pm 0,03)$ МэВ. Однако в этом эксперименте уровень 0,74 МэВ не наблюдался [221].

Если принять среднее значение $\text{M.E.} = (23,667 \pm 0,03)$ МэВ, то ^{14}B связан по отношению к испусканию одного нейтрона примерно на 0,97 МэВ.

Позже в работе [222] в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{14}\text{B}$ наблюдался один сильный переход, соответствующий возбужденному состоянию ^{14}B при $E^* = (2,15 \pm 0,17)$ МэВ, которому было приписано $J^\pi = 2^-$. Состояние 4^- в этой реакции не наблюдалось. В этой же работе было получено указание

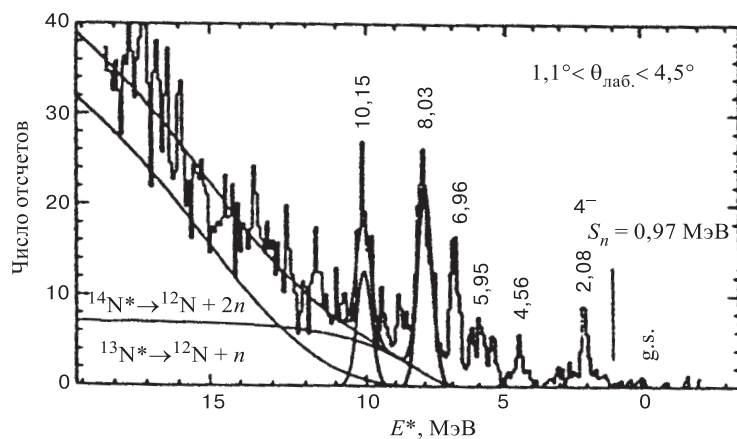


Рис. 37. Энергетический спектр из реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{V}$ [224]

на вероятность переходов к уровням, находящимся в районе 5–7 МэВ, что соответствует предсказаниям работы [223].

Информация о высоковозбужденных состояниях в ядре ^{14}V получена при изучении его структуры в реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{V}$ при энергии 334 МэВ [224]. Полученный энергетический спектр показан на рис. 37. Видно, что ниже 3 МэВ наиболее интенсивно заселяется состояние с энергией возбуждения $E^* = 2,08$ МэВ. Было сделано предположение, что это соответствует состоянию 4^- из работы [220]. Основное состояние заселялось в этой реакции слабо, поскольку нечетный нейтрон в ^{14}V находится на $2s_{1/2}$ -орбите. В то же время выше порога испускания двух нейтронов наблюдалось несколько пиков, наиболее интенсивные из которых находились при $E^* = 6,96, 8,03$ и $10,15$ МэВ. Не исключено, что повышенная статистика в области 4,5 МэВ, а также ~ 6 и $8,8$ МэВ указывает на наличие уровней в ^{14}V при этих энергиях.

В работе [166] при изучении β -запаздывающего нейтронного распада ^{14}Be наблюдался переход к состоянию в ядре ^{14}V при энергии возбуждения $(1,280 \pm 0,021)$ МэВ, которому авторы однозначно приписали спин и четность $J^\pi = 1^+$. Недавно состояние 1,28 МэВ с шириной 60 кэВ было подтверждено и ему приписаны спин и четность $J^\pi = 0^+$ или 1^+ [225]. В этом же эксперименте наблюдался и уровень при $E^* = 4,31$ МэВ (1^+).

4.2. Ядро ^{15}V . Хотя изотоп ^{15}V впервые синтезирован еще в 1966 г. [84], его масса была измерена много позже [226,227] с использованием реакции $^{48}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{V})^{51}\text{V}$. Возбужденные состояния в этих экспериментах не наблюдались.

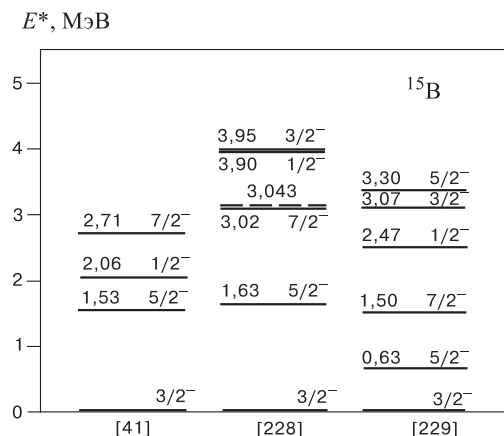


Рис. 38. Уровни изотопа ^{15}B , предсказанные в теоретических работах [41,228,229]. Пунктир — рассчитанный порог распада на $^{14}\text{B} + n$ [228]. Экспериментальное значение этого порога 2,77 МэВ [56]

Если принять значение $M.E. = (28,970 \pm 0,22)$ МэВ, то ^{15}B оказывается стабильным по отношению к распаду $^{14}\text{B} + n$ на 2,77 МэВ [56], что находится в хорошем согласии с предсказанием работы [42].

Структура ^{15}B исследовалась в рамках оболочечной модели в двух разных подходах [41,228], а также в рамках антисимметризованной молекулярной динамики [229]. На рис. 38 приведены предсказанные в этих работах уровни и их характеристики.

4.3. Ядро ^{16}B . Экспериментально доказано, что изотоп ^{16}B нестабилен по отношению к распаду $^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ [202,217,219]. Его нестабильность была предсказана в работах [42] ($B_n = (-1, 0 \pm 0, 4)$ МэВ), [229] ($B_n = -0,164$ МэВ), а в работах [41,228] рассчитаны спектры уровней ^{16}B . Структура этого ядра вызывает интерес в связи с расчетами для ядра ^{17}B , чье основное состояние является кандидатом для нейтронного гало [230].

В работе [47] впервые измерена масса ^{16}B в реакции $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{B}$ при энергии 336 МэВ. Спектр ^{16}B показан на рис. 39 и имеет достаточно сложную структуру. В области ожидаемого основного состояния имеется значительный вклад от примеси ^{12}C в мишени (от реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$). С помощью результатов измерения энергий возбуждения уровней ^{14}B , полученных в отдельном измерении с высоким разрешением (см. рис. 37), авторы провели калибровку спектра ^{16}B . Таким образом получено для Q -реакции значение $Q_0 = -48,38(6)$ МэВ, что дало для избытка массы ^{16}B $M.E. = 37,08(6)$ МэВ. Это означает, что ^{16}B нестабилен по отношению к испусканию нейтрона на 40 кэВ. В этом эксперименте наблюдались

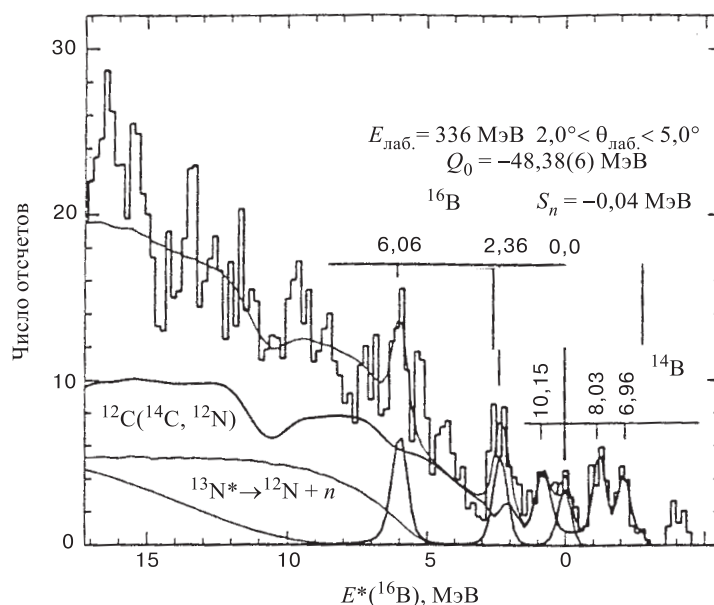


Рис. 39. Спектр энергии возбуждения ^{16}B , полученного в реакции $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{B}$ [47]. Показаны также три пика, соответствующие уровням ^{14}B , заселенным в реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$ на примеси из ^{12}C в мишени

также резонансы при $E^* = 2,36(7)$ и $6,06(8)$ МэВ. Последний резонанс был довольно широкий.

Для интерпретации спектра ^{16}B проведены расчеты в рамках QRPA [61], в которых при энергии основного состояния проявляется триплет состояний $4^-, 3^-, 2^-$ из конфигурации $[\pi 3/2^- \otimes \nu 5/2^+]$, при этом наиболее интенсивно 4^- -состояние. Эта конфигурация остается доминирующей в пределах нескольких МэВ с постепенно увеличивающимся смешиванием от конфигурации $[\pi 3/2^- \otimes \nu 3/2^+]$. Расчет спектра энергии возбуждения ^{16}B неплохо согласуется с экспериментальными данными.

Ядро ^{16}B имеет 11 нейтронов, и по оболочечной модели можно ожидать, что последний из них, вероятнее всего, находится на орбите $1d5/2$. Маленькая энергия связи последнего нейтрона и центробежный барьер для состояния с $\ell = 2$, который много выше энергии распада, могут привести к существованию квазистационарного основного состояния в ^{16}B с относительно большим временем жизни. В работе [61] это время оценивается $\sim 10^{-17}$ с. Еще одна попытка сделана для определения времени жизни ^{16}B в работе [231]. Ядра ^{16}B образовывались при фрагментации вторичного пучка ^{17}C

с энергией 52 МэВ/А на мишени из ^{12}C . Получена лишь верхняя граница времени жизни ^{16}B (191 пс).

В заключение необходимо отметить, что в предположении о наличии последнего нейтрона на орбите $1d5/2$ оболочечная модель предсказывает время жизни ^{16}B $3,7 \cdot 10^{-16}$ с, при энергии распада, равной 10 кэВ [231].

4.4. Кластеризация в изотопах В. Использовались разные подходы к решению задачи о кластеризации в изотопах бора.

Возможность существования кластерной структуры изотопов бора рассматривалась впервые в работе [232], где в молекулярно-орбитальной модели ядра бора описывались как состоящие из кора, включающего две α -частицы, протона и нейтронов вокруг них. Было показано, что оптимальное расстояние между двумя α -частицами увеличивается при переходе от ^{13}B к ^{17}B , т.е. при $N > 8$.

В работе [233] при исследовании ядра ^{11}B использовалась модель, в которой это ядро представлялось в виде ${}^7\text{Li}(t + \alpha) + \alpha$.

Однако скудная информация о структуре более тяжелых изотопов бора не позволяет однозначно предположить существование в них кластеров. Поэтому использование метода антисимметризованной молекулярной динамики (ADM) для изотопов бора является оправданным, поскольку в нем не заложено предположения об изначальном существовании кластеров в ядре и аксиальной симметрии в деформации [188,189].

В работе [229], с использованием метода AMD, был сделан расчет распределений плотности ядерной материи, а также протонов и нейтронов в изотопах В ($A = 11 - 19$). Получено, что ядро ^{11}B деформировано и имеет кластерную структуру. Ядро ^{13}B , у которого магическое число нейтронов $N = 8$, является почти сферическим и имеет структуру в соответствии с оболочечной моделью. Для ядер ^{15}B , ^{17}B и ^{19}B показана кластерная структура с вытянутой деформацией, которая увеличивается с приближением к линии нейтронной стабильности. Изменение плотности нейтронов связывается с оболочечными эффектами. Распределение протонов имеет аналогичную N -зависимость (кластеризация существует в ^{11}B , довольно слаба в ^{13}B , а для области $N > 8$ четко видна протонная плотность с двумя кластерами), которая также определяется оболочечными эффектами нейтронных орбит. Показано, что структура ^{11}B является кластерной, типа ${}^7\text{Li}(t + \alpha) + \alpha$. Во всех остальных изотопах В протоны группируются пространственно в двух группах $2p + 3p$ и кластерные структуры ${}^9\text{Li} + \alpha$, ${}^{11}\text{Li} + \alpha$, ${}^{11}\text{Li} + {}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li} + {}^8\text{He}$ проявляются в ^{13}B , ^{15}B , ^{17}B и ^{19}B соответственно. Сильно сказывается влияние оболочки с $N = 8$. Увеличение межкластерного расстояния R_{pp} между протонными кластерами (группами из двух и трех протонов) с увеличением массы ядер бора говорит о переходе структуры, соответствующей оболочечной модели, к кластерной. Подчеркивается, что кластеры в изото-

пах бора очень «рыхлые». Кроме того, отмечалось, что плотности протонов и нейтронов (нуклоны/фм³) почти одинаковые для ядер ¹¹B и ¹³B, однако начинают отличаться для ядер тяжелее ¹⁵B, $\rho_n(r) > \rho_p(r)$ при $r > 3$ фм. Толщина нейтронной «шубы» ¹⁷B оказывается меньше 1 фм, т.е. незначительной. Более неожиданным оказался результат, показывающий, что нейтронная «шуба» в ¹⁹B такая же, как в ¹⁷B. Этот эффект объясняется тем, что протонная плотность также увеличивается, следуя за нейтронной плотностью, а разница между ними практически не меняется.

4.5. Дальнейшее исследование изотопов бора. Исследование нейтроноизбыточных изотопов бора можно продолжить с использованием реакций как с первичными, так и с радиоактивными пучками в инверсной кинематике. Несколько таких реакций приведено в табл.11. Из таблицы видно, что реакции на вторичных пучках по сравнению с реакциями на первичных пучках имеют гораздо более положительные значения Q -реакции. Поэтому одной из задач фабрик радиоактивных пучков может быть исследование структуры тяжелых изотопов бора.

Таблица 11. Реакции для изучения изотопов бора

Ядро	Реакция	Q , МэВ
¹⁵ B	¹⁴ C(¹⁵ N, ¹⁴ O) ¹⁵ B	-33,8
	¹¹ B(¹⁸ O, ¹⁴ O) ¹⁵ B	-29,1
	¹⁴ C(¹⁸ O, ¹⁷ F) ¹⁵ B	-28,7
	¹⁵ B(p, p') ¹⁵ B	
	¹⁴ B(d, p) ¹⁵ B	0,54
¹⁶ B	¹¹ B(¹⁸ O, ¹³ O) ¹⁶ B	-52,4
	¹⁵ B(d, p) ¹⁶ B	-2,27
¹⁷ B	¹⁵ B(t, p) ¹⁷ B	-7,09

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа представляет собой вторую часть обзора о структуре легких нейтроноизбыточных ядер. В опубликованной первой части [234] были рассмотрены свойства нейтроноизбыточных ядер легких элементов и проблемы, объясняющие возросший интерес к их изучению. Были рассмотрены реакции, используемые для получения таких ядер. Особое внимание уделено механизму реакций передачи нескольких нуклонов, успешно используемых для спектроскопических исследований легких экзотических ядер в области

границы нейтронной стабильности. Рассматривались и возможности исследования структуры экзотических ядер в реакциях с радиоактивными пучками.

Во второй части мы попытались представить полученную в последние несколько лет информацию, которая, на наш взгляд, позволяет иметь представление о том большом прогрессе, который был достигнут в изучении структуры ядра. Это произошло благодаря развитию экспериментальной и ускорительной техники. Самые последние результаты получены с использованием радиоактивных экзотических мишеней, таких, как ^{14}C и ^{10}Be , а также радиоактивных пучков. Синтез и исследование свойств легких нейтроноизбыточных ядер, в первую очередь, дают возможность установить границу между связанными и несвязанными ядрами, т.е. границы нейтронной стабильности. Из известных экспериментальных данных следует, что граница нейтронной стабильности достигнута лишь для самых легких элементов ($Z < 10$). Здесь мы остановились на нейтроноизбыточных изотопах легких элементов с $2 \leq Z \leq 5$, изотопам элементов с $Z \geq 6$ будет посвящена следующая часть обзора. Экспериментальные данные по нейтроноизбыточным ядрам являются важным источником информации, необходимой для проверки и развития существующих теоретических моделей.

Однако, несмотря на то, что в последние годы был сделан большой шаг в изучении свойств экзотических ядер, все еще осталось много нерешенных проблем. В принципе, мы рекомендуем читателям, интересующимся актуальностью данной тематики, обратиться к материалам некоторых международных конференций [235–238], а также к ранее опубликованным обзорам [1,201,239–242].

В заключение авторы благодарят Ю.Ц.Оганесяна, В.фон Оертцена, А.А.Оглоблина, А.А.Коршенинникова и Ю.П.Гангрского за полезные обсуждения представленного материала в процессе его подготовки к печати. Авторы благодарны также З.Д.Покровской за помощь в оформлении рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhukov M.V. et al. — Phys. Rep., 1993, v.231, p.151.
2. Ogloblin A.A. — In: Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei, Foros, 1991, Eds. Yu.E.Penionzhkevich and R.Kalpakchieva. World Scientific, Singapore, 1991, p.36.
3. Мигдал А.Б. — ЯФ, 1973, т.16, с.427.
4. Suzuki Y. — Nucl. Phys., 1991, v.A528, p.395.
5. Ajzenberg-Selove F. — Nucl. Phys., 1988, v.A490, p.1.
6. Brady F.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.1320; J. Phys. G, 1984, v.10, p.363.
7. Sakuta S.B. et al. — Europhys. Lett., 1994, v.22, p.511.
8. Csótó A. — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.165; *ibid.* 1994, v.C49, p.2244.
9. Danilin B.V. et al. — Phys. Lett., 1993, v.B302, p.129.

10. **Kato K. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A588, p.29c.
11. **Danilin B.V. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C55, p.R577;
Ershov S.N. et al. — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.1483.
12. **Janecke J. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1070.
13. **Yokoyama M. et al.** — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.1122.
14. **Aoyama S. et al.** — Abstract Book, 4th Int.Conf. on RNB, June 1996, Omiya, Japan, p.87.
15. **Poppelier N.A.F.M. et al.** — Z. Physik, 1993, v.A346, p.11.
16. **Tanihata I. et al.** — Phys. Lett., 1985, v.160B, p.380.
17. **Tanihata I. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.2676.
18. **Ogawa Y. et al.** — Nucl. Phys., 1992, v.A543, p.722.
19. **Kobayashi T. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, p.2599.
20. **Tanihata I. et al.** — Phys. Lett., 1988, v.B206, p.592.
21. **Tanihata I. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B289, p.261.
22. **Alkhazov G.D. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.2313.
23. **Chulkov L.V. et al.** — Europhys. Lett., 1989, v.8, p.245.
24. **Al-Khalili J.S. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1843.
25. **Al-Khalili J.S., Tostevin J.A.** — Phys. Rev., 1998, v.C57, p.1846.
26. **A.A.Korshennikov et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A617, p.45.
27. **Burzynski S. et al.** — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.56.
28. **Henneck R. et al.** — Nucl. Phys., 1994, v.A571, p.541.
29. **Barret R.G., Jackson D.F.** — Nuclear Sizes and Structure. Clarendon, Oxford, 1977.
30. **Skobeev N.K. et al.** — Z. Physik, 1992, A341, p.315.
31. **Penionzhkevich Yu.E.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.247c.
32. **Ter-Akopian G.M. et al.** — Phys. Lett., 1998, B426, p.251.
33. **Kobayashi T.** — Nucl. Phys., 1992, v.A538, p.343c.
34. **Kobayashi T.** — In: Proc. 3rd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993, ed. D.J.Morrissey, Editions Frontieres, p.169.
35. **Kobayashi T.** — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.465c.
36. **Korshennikov A.A., Kobayashi T.** — Nucl. Phys., 1994, v.A567, p.97.
37. **Fomichev A.S. et al.** — Z. Physik, 1995, A351, p.129; **Fomichev A.S. et al.** — JINR Rapid Communications 4[67]-94, Dubna, 1994, p.21.
38. **Kolata J.J. et al.** — Phys. Rev., 1998, v.C57, p.R6.
39. **DeYoung P.A. et al.** — Phys. Rev., 1998, v.C58, p.3443.
40. **Kolata J.J. et al.** — Phys. Rev., Lett. 1998, v.81, p.4580.
41. **Poppelier N.A.F.M. et al.** — Phys. Lett., 1985, 157B, p.120.
42. **Garvey G.T., Kelson I.** — Phys. Rev. Lett., 1966, v.16, p.197;
Garvey G.T. et al. — Rev. Mod. Phys., 1969, v.41, p.S1.
43. **Wolters A.A. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.2062.

44. **Belozorov A.V. et al.** — Preprint JINR E15-87-733, Dubna 1987;
Белозоров А.В. и др. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1988, т.52, с.100.
45. **Bohlen H.G.** — In: Proc. Int. Symp on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991, eds. K.Ikeda, Y.Suzuki, World Scientific, Singapore, 1991, p.83.
46. **Bohlen H.G. et al.** — In: Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Russia, May 1993, eds. Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva. JINR, 1993, p.17.
47. **Bohlen H.G. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A583, p.775c.
48. **Korshennikov A.A. et al.** — Phys. Lett., 1993, v.B316, p.38.
49. **Korshennikov A.A. et al.** — Phys. Lett., 1994, v.B326, p.31.
50. **Nilsson T. et al.** — Nucl. Phys., 1996, v.A598, p.418.
51. **Kryger R.A. et al.** — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.R2439.
52. **Thoennessen M. et al.** — In: Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM95), Arles, France, June, 1995; eds. M. de Saint Simon and O.Sorlin. Editions Frontieres, 1995, p.237.
53. **Thoennessen M. et al.** — Phys. Rev., 1999, v.C59, p.111.
54. **Зельдович Я.Б.** — ЖЭТФ, 1960, т.38, с.1123; **Гольданский В.И.** — ЖЭТФ, 1960, т.38, с.1637.
55. **Tribble R.E. et al.** — Phys. Rev., 1977, v.C16, p.1835.
56. **Audi G., Wapstra A.** — Nucl. Phys., 1993, v.A565, p.1.
57. **Александров Д.В.** — ЯФ, 1982, т.35, с.277; Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, т.49, с.2115.
58. **Bohlen H.G. et al.** — Z. Physik, 1988, v.A330, p.227.
59. **Seth K.K., Parker B.** — Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p.2448.
60. **Von Oertzen W. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A588, p.129c.
61. **Bohlen H.G. et al.** — In: Proc. XV EPS Nuclear Physics Divisional Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics (LEND'95), 14-22 April 1995, St.Petersburg, Russia, Eds. Yu.Ts.Oganessian, W.von Oertzen, R.Kalpakchieva. World Scientific, Singapore, 1995, p.53.
62. **Stolla Th. et al.** — Z. Physik, 1996, A356, p.233.
63. **Korshennikov A.A. et al.** — In: Proc. Int.Conf. on Exotic Nuclei, Atomic Masses (ENAM95), Arles, France, June 1995, eds. M.de Saint Simon and O.Sorlin. Editions Frontieres, 1995, p.207.
64. **Горбатов А.М. и др.** — ЯФ, 1989, т.50, с.1551.
65. **Hansen P.G., Jonson B.** — Europhys. Lett., 1987, v.4, p.409.
66. **Zhukov M.V. et al.** — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.R1.
67. **Riisager K. et al.** — Nucl. Phys., 1992, v.A540, p.365.
68. **Seth K.K.** — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1930.
69. **Thibault C., Klapisch R.** — Phys. Rev., 1974, v.C9, p.793.
70. **Beiner M. et al.** — Nucl. Phys., 1975, v.A249, p.1.
71. **Jelley N.A. et al.** — Phys. Rev., 1975, C11, p.2049.
72. **Janecke J.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, v.17, p.455.
73. **Van Hees A.G.M., Glaudemans P.W.M.** — Z. Physik, 1983, v.A314, p.323; Z. Physik, 1984, v.A315, p.223.
74. **Wapstra A.H. et al.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1988, v.39, p.281.

75. **Белозеров А.В. и др.** — Физика тяжелых ионов - 85: Сб. аннот., Дубна, 1986, P7-86-322, с.35.
76. **Stevenson J. et al.** — Phys. Rev., 1988, v.C37, p.2220.
77. **Kitagawa H.H., Sagawa H.** — Nucl. Phys., 1993, v.A551, p.16.
78. **Bohlen H.G. et al.** — In: Proc. 8th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy 1997, ed. E.Gadioli, Univ. of Milano, p.425.
79. **Bohlen H.G.** — Proc. Int. Symp. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei, October 1996, Brolo (Messina), Italy, eds. G.Giardina and F.Hanappe, World Scientific, Singapore 1997, p.47.
80. **Ogloblin A.A.** — Z. Physik, 1995, v.A351, p.355.
81. **Whetstone S.L. Jr., Thomas T.D.** — Phys. Rev., 1967, v.54, p.1174.
82. **Cosper S.W. et al.** — Phys. Rev., 1967, v.154, p.1193.
83. **Vorobiev A.A. et al.** — Phys. Lett., 1969, v.30B, p.332.
84. **Poskanzer A.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1966, v.17, p.1271.
85. **Безногих Г.Г. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.349.
86. **Artukh A.G. et al.** — Nucl. Phys., 1971, v.A168, p.321.
87. **Оганесян Ю.Ц. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.3, с.104.
88. **Stevenson J.D., Price J.P.** — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.2102.
89. **Musser J.A., Stevenson J.D.** — Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.2544.
90. **Guillemaud-Mueller D. et al.** — Z. Physik, 1985, v.A322, p.415.
91. **Guillemaud-Mueller D. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.937.
92. **Sakurai H. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.R2802.
93. **Александров Д.В. и др.** — ЯФ, 1982, т.35, с.277; ЯФ, 1982, т.36, с.783.
94. **Bayer R. et al.** — Czech J. Phys., 1981, v.B31, p.1273.
95. **Korshennikov A.A. et al.** — Nucl. Phys., 1993, v.A559, p.208.
96. **Ostrowski A.N. et al.** — Phys. Lett., 1994, v.B338, p.13.
97. **Goosman D.R.** — Nucl. Instr. Meth., 1974, v.116, p.445.
98. **Sagawa H.** — Nucl. Phys., 1992, v.A538, p.619c.
99. **Mayer-Kuckuk Th.** — Kernphysik, Stuttgart: Teubner 1994, p.197.
100. **Wilcox K.H. et al.** — Phys. Lett., 1975, v.59B, p.142.
101. **Абрамович С.Н. и др.** — Изв. АН СССР, сер.физ., 1973, т.37, с.1967.
102. **Barker F.C., Hickey G.T.** — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1977, v.3, p.L23.
103. **Амелин А.И. и др.** — ЯФ, 1990, т.52, с.1231.
104. **Warburton E.K., Brown B.A.** — Phys. Rev., 1992, v.C46, p.923.
105. **Bohlen H.G. et al.** — Z. Physik, 1993, v.A344, p.381.
106. **Bohlen H.G. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.254c.
107. **Young B.M. et al.** — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.279.
108. **Caggiano J.A. et al.** — In: Book of Abstracts ENAM'98, 2nd Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, 23–27 June 1998, Bellaire, Michigan, USA: contribution PB9.

109. **Zinser M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.75, p.1719.
110. **Zinser M. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A619, p.151.
111. **Shimoura S. et al.** — Nucl. Phys., 1998, v.A630, p.387c.
112. **Bohlen H.G. et al.** — Nucl. Phys., 1988, v.A488, p.89c;
Von Oertzen W. — Nucl. Phys., 1988, v.A482, p.357c.
113. **Абрамович С.Н. и др.** — ЭЧАЯ, 1995, т.26, вып.4, с.1001.
114. **Garrido E. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.3159.
115. **Garrido E. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C55, p.1327.
116. **Anne R. et al.** — Phys. Lett., 1990, v.B250, p.19.
117. **Humbert F. et al.** — Phys. Lett., 1995, v.B347, p.198.
118. **Nilsson T. et al.** — Europhys. Lett., 1995, v.30, p.19.
119. **Vinh Mau N., Pacheco J.C.** — Nucl. Phys., 1996, v.A607, p.163.
120. **Wurzer J., Hofmann H.M.** — Z. Physik, 1996, v.A354, p.135.
121. **Thompson I.J., Zhukov M.V.** — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.1904.
122. **Nunes F.M. et al.** — Nucl. Phys., 1996, v.A596, p.171.
123. **Descouvemont P.** — Nucl. Phys., 1997, v.A626, p.647.
124. **McVoy K.W., Van Isacker P.** — Nucl. Phys., 1994, v.A576, p.157.
125. **Goldhaber A.S.** — Phys. Lett., 1974, v.53B, p.306.
126. **Arnold E. et al.** — Phys. Lett., (87), v.B197 p.311; Z. Physik, 1994, v.A349, p.337.
127. **Thibault C. et al.** — Phys. Rev., 1975, v.C12, p.644.
128. **Wouters J.M. et al.** — Z. Physik, 1988, v.A331, p.229.
129. **Kobayashi T.** — In: Proc. Int. Symp on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991, eds. K.Ikeda, Y.Suzuki, World Scientific, Singapore, 1991, p.187.
130. **Young B.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, v.71, p.4124.
131. **Kobayashi T. et al.** — Phys. Lett., 1989, v.B232, p.51.
132. **Ikeda K.** — Nucl. Phys., 1992, v.A538, p.355.
133. **Bertulani C., Baur G.** — Nucl. Phys., 1988, v.A480, p.615.
134. **Suzuki Y., Tosaka Y.** — Nucl. Phys., 1990, v.A517, p.599.
135. **Hayes A.C., Strottman D.** — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.2248.
136. **Hoshino T. et al.** — Nucl. Phys., 1990, v.A506, p.217.
137. **Garrido E. et al.** — Nucl. Phys., 1998, v.A630, p.409c.
138. **Karataglidis et al.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.79, p.1447.
139. **Belozorov A.V. et al.** — In: Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei, Foros (Crimea) October 1991, Eds. Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva. World Scientific, Singapore, 1992, p.75.
140. **Bohlen H.G. et al.** — Z. Physik, 1995, v.A351, p.7.
141. **Korshennikov A.A. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.R537.
142. **Korshennikov A.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.2317.
143. **Gornov M.G. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1998, v.81, p.4325.
144. **Sackett D. et al.** — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.118.

145. **Ieki K. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.730.
146. **Shimoura S. et al.** — Phys. Lett., 1995, v.B348, p.29.
147. **Ieki K. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1589.
148. **Galonsky A. et al.** — Nucl. Phys., 1996, v.A599, p.353c.
149. **Harvey B.G.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.R1520.
150. **Gibbs W.R., Hayes A.C.** — Phys. Rev. Lett., 1991, v.67, p.1395.
151. **Bertsch G. et al.** — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.1154.
152. **Esbensen H. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B287, p.289.
153. **Tanihata I. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B287, p.307.
154. **Suzuki T., Otsuka T.** — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.R555.
155. **Chaudhuri A.K. et al.** — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.1603.
156. **Orr N.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2050.
157. **Tanihata I.** — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.361.
158. **Al-Khalili J.S., Tostevin J.A.** — Phys. Rev. Lett., 1996, v.76, p.3903.
159. **Orr N.A.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.155c.
160. **Moon C.-B. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B297, p.39.
161. **Lewitowicz M. et al.** — Nucl. Phys., 1993, v.A562, p.301.
162. **Hirenzaki S. et al.** — Nucl. Phys., 1993, v.A552, p.57.
163. **Esbensen H. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.3054.
164. **Borge M.J.G. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A613, p.199.
165. **Borge M.J.G. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C55, p.R8.
166. **Aoi N. et al.** — Z. Physik, 1997, v.A358, p.253.
167. **Audi G. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A624, p.1.
168. **Ajzenberg-Selove F.** — Nucl. Phys., 1990, v.A506, p.1.
169. **Cappuzzello F. et al.** — In: Proc. of the Int. Conf. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei, 15–19 October 1996, Brolo, Messina, Italy, eds. G.Giardina, G.Fazio, M.Lattuada, World Scientific, Singapore, p.88.
170. **Wilkinson D.H., Alburger D.E.** — Phys. Rev., 1959, v.113, p.563.
171. **Talmi I., Unna I.** — Phys. Rev. Lett., 1960, v.4, p.469.
172. **Ragnarsson I. et al.** — Nucl. Phys., 1981, v.A361, p.1.
173. **Millener D.J. et al.** — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.497.
174. **Fukuda M. et al.** — Phys. Lett., 1991, v.B268, p.339.
175. **Otsuka T. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.1385.
176. **Otsuka T. et al.** — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.2289.
177. **Nakamura T. et al.** — Phys. Lett., 1994, v.B331, p.296.
178. **Sagawa H. et al.** — Phys. Lett., 1993, v.B309, p.1.
179. **Vinh Mau N.** — Nucl. Phys., 1995, v.A592, p.33.
180. **Bhattacharya R., Krishan K.** — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.212.

181. **Kelley J.H. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.30.
182. **Anne R. et al.** — Nucl. Phys., 1994, v.A575, p.125.
183. **Anne R. et al.** — Phys. Lett., 1993, v.B304, p.55.
184. **Fauerbach M. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.R1.
185. **Bush J.E et al.** — Phys. Rev. Lett., 1998, v.81, p.61.
186. **Korshennikov A.A. et al.** — Phys. Lett., 1995, v.B343, p.53.
187. **Korshennikov A.A. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A588, p.23c.
188. **Horiuchi H. et al.** — In: Proc. Int. Symp on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991, eds. K.Ikeda, Y.Suzuki, World Scientific, Singapore, 1991, p.108.
189. **Kanada-En'yo Y. et al.** — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.628.
190. **Horiuchi H., Kanada-En'yo Y.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.394c.
191. **Thompson I.J., Zhukov M.V.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.708.
192. **Zahar M. et al.** — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.R1484.
193. **Gillibert A. et al.** — Phys. Lett., 1986, v.176B, p.317.
194. **Ostrowski A.N. et al.** — Z. Physik, 1992, v.A343, p.489.
195. **Descouvemont P.** — Phys. Lett., 1994, v.B331, p.271.
196. **Descouvemont P.** — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.704.
197. **Александров Д.В. и др.** — ЯФ, 1983, т.37, с.797.
198. **Александров Д.В. и др.** — Вопросы атомной науки и техники, 1985, вып.3.
199. **Belozorov A.V. et al.** — Nucl. Phys., 1998, v.A636, p.419.
200. **Wapstra A.H., Audi G.** — Nucl. Phys., 1985, v.A432, p.1.
201. **Ogoblin A.A., Penionzhkevich Yu.E.** — In: Treatise on Heavy Ion Science, ed.D.Allan Bromley, Plenum Press, New York, 1989, v.8, p.260.
202. **Bowman J.D. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1973, v.31, p.614.
203. **Gilman R. et al.** — Phys. Rev., 1984, v.C30, p.958.
204. **Korshennikov A.A et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A616, p.189c.
205. **Zhongzhou Ren et al.** — Phys. Lett., 1995, v.B351, p.11.
206. **Tanihata I. et al.** — Nucl. Phys., 1988, v.A488, p.133c, и ссылки там же.
207. **Orr N. et al.** — In: Proc. 3rd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993, ed. D.J.Morrissey, Editions Frontieres, p.389.
208. **Hansen P.G.** — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.89c.
209. **Von Oertzen W.** — Z. Physik, 1996, v.A354, p.37.
210. **Von Oertzen W.** — Z. Physik, 1997, v.A357, p.355.
211. **Von Oertzen W.** — Il Nuovo Cimento, 1997, v.110A, p.895.
212. **Von Oertzen W.** — Acta Physica Polonica, 1998, v.B29, p.247.
213. **Korshennikov A.A et al.** — Preprint RIKEN-AF-NP-175, July, 1994.
214. **Scharnweber D. et al.** — Nucl. Phys., 1971, v.A164, p.257.
215. **Arima A.** — In: Heavy Ion Collisions, ed. R.Bock, North-Holland, Amsterdam, 1979, v.1, p.417 .

216. **Musser J.A., Stevenson J.D.** — Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.2544.
217. **Bowman J.D. et al.** — Phys. Rev., 1974, v.C9, p.836.
218. **Gillibert A. et al.** — Phys. Lett., 1987, v.B192, p.39.
219. **Langevin M. et al.** — Phys. Lett. 1985, v.B150, p.71.
220. **Ball G.C. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1973, v.31, p.395.
221. **Naulin F. et al.** — In: 4th Int. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor, 1981, p.376.
222. **Baer H.W. et al.** — Phys. Rev., 1993, v.C28, p.761.
223. **Kissiner H.R., Eramzhyan R.A.** — Nucl. Phys., 1979, v.A326, p.289.
224. **Bohlen H.G. et al.** — 1995 Annual Report, HMI Berlin, HMI-B 540, p.55.
225. **Belbot M. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.3038.
226. **Hotchkis M.A.C. et al.** — Nucl. Phys., 1983, v.A398, p.130.
227. **Bhatia T.S. et al.** — Phys. Lett., 1978, v.76B, p.562.
228. **Warburton E.K., Brown B.A.** — Phys. Rev., 1992, v.C46, p.923.
229. **Yoshiko Kanada-En'yo, Horiuchi H.** — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.647.
230. **Tanihata I.** — Prog. Part. Nucl. Phys., 1995, v.35, p.505.
231. **Kryger R.A. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.1971.
232. **Seya M. et al.** — Prog. Theor. Phys., 1981, v.65, p.204.
233. **Ikeda K. et al.** — Prog. Theor. Phys. Suppl., 1980, v.68.
234. **Калпакчиева Р. и др.** — ЭЧАЯ, 1998, т.29, вып.4, с.832.
235. Proc. Int. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991, eds. K.Ikeda, Y.Suzuki. World Scientific, Singapore, 1991.
236. Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei, Foros 1991, eds. Yu.E.Penionzhkevich and R.Kalpakchieva. World Scientific, Singapore, 1991.
237. Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, June 1995, eds. M.de Saint Simon and O.Sorlin, Editions Frontieres, 1995.
238. Proc. Int. Symp. on Physics of Unstable Nuclei, Niigata, Japan, 1994, eds. H.Horiuchi, K.Ikeda, K.Sato, Y.Suzuki, I.Tanihata; Nucl. Phys., 1995, v.A588.
239. **Riisager K.** — Rev. Mod. Phys., 1994, v.66, p.1105.
240. **Tanihata I.** — Prog. Part. Nucl. Phys., 1995, v.35, p.505.
241. **Hansen P.G. et al.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Science, 1995, v.45, p.591.
242. **Tanihata I.** — J. Phys. G, Nucl. Phys., 1996, v.22, p.157.

ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

В.И.Кузнецов, Н.К.Скобелев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен исследованию запаздывающего деления. Запаздывающее деление — пространственный вид радиоактивного распада тяжелых ядер с достаточно большой величиной энергии Q_β . Распадающееся материнское ядро (K -захват или β^- -распад) заселяет возбужденные состояния дочерних ядер, которые затем делятся. Рассмотрены основные идеи о развитии исследований запаздывающего деления, возможность определения высот барьеров деления атомных ядер по данным об измерениях вероятности запаздывающего деления и роль запаздывающего деления в процессах ядерного синтеза в импульсных нейтронных потоках ядерных взрывов и в r -процессе. Обращено внимание на следующие аспекты запаздывающего деления: измерительные и детектирующие средства, области материнских ядер запаздывающего деления до замкнутых ядерных оболочек $N = 126$ и $Z = 82$, средняя полная кинетическая энергия осколков деления, измерение совпадения осколков деления с рентгеновским излучением K -захвата дочернего делящегося ядра.

The review is devoted to the investigations of the delayed fission (DF). The delayed fission is general decay mode for heavy nuclei with sufficiently large Q_β values. A decaying parent nucleus (electron capture or β^- decay) populates excited states in its daughter nucleus, which then fissions. Basic theoretical ideas about evolution of delayed fission, the possibility of determining the fission barrier heights of the nuclear fission from the measured probabilities P_{DF} and the role of delayed fission in nuclear synthetic processes that occur in pulses neutron fluxes of nuclear tests and the r -process are considered. There are following aspects of the delayed fission in question: the measure and detection systems, the regions of the delayed fission predecessors before closed nuclear shells $N = 126$ and $Z = 82$, the average total kinetic energy of fission fragments of DF daughter nuclei, the measure fission fragments coincident with the K -capture x rays of decaying daughter nucleus.

ВВЕДЕНИЕ

Запаздывающее деление, наряду со спонтанным делением и спонтанно делящимися изомерами формы, относится к модам деления из низколежащих возбужденных состояний и дает дополнительные данные для понимания динамики процесса деления при стремлении энергии возбуждения делящегося ядра к нулю.

Впервые делящиеся продукты в минутном диапазоне периодов полураспада обнаружены в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ в 1966 г. в опытах по синтезу нейтронодефицитных тяжелых ядер с целью поиска спонтанно делящихся изомеров формы [1]. Затем ядра были идентифицированы в реакциях на пучках ускоренных тяжелых ионов, и сделан вывод