



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ю. Э. Пенионжкевич

Р. Г. Калпакчиева

# ЛЕГКИЕ ЯДРА У ГРАНИЦЫ НЕЙТРОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

*Посвящается 60-летию Лаборатории  
ядерных реакций им. Г. Н. Флерова*

Дубна 2016

УДК 539.172.17(0.75)  
ББК 22.383.5  
ПЗ4

**Пенионжкевич Ю. Э., Калпакчиева Р. Г.**

ПЗ4 Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. — Дубна: ОИЯИ, 2016. — 383 с.: ил.

ISBN 978-5-9530-0439-8

Монография посвящена описанию свойств самых легких ядер с большим избытком нейтронов. Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований нейтронно-избыточных изотопов с  $1 \leq Z \leq 20$ . Обсуждаются изменения структуры ядер при удалении от линии  $\beta$ -стабильности. Представлена информация о массе, радиусах распределения ядерного вещества, энергиях уровней возбужденных состояний этих ядер, о возможности проявления гало, а также о деформации ядер и квантовых характеристиках основных состояний. Рассматривается положение границы нуклонной стабильности для этих ядер. Обсуждаются эффекты, связанные с ослаблением и даже исчезновением влияния стандартных магических чисел и появлением новых. Представленные результаты обсуждаются с точки зрения их использования в других областях науки, в том числе астрофизике.

Изложенные в монографии данные могут быть полезными для студентов и аспирантов физических специальностей вузов, а также специалистов в области ядерной физики, интересующихся проявлением необычных свойств ядерной материи при ее приближении к границам стабильности.

**УДК 539.172.17(0.75)**  
**ББК 22.383.5**

ISBN 978-5-9530-0439-8

© Объединенный институт  
ядерных исследований, 2016

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие. <i>Ю. Ц. Оганесян</i> . . . . .	6
<b>Глава 1. Свойства ядер вблизи границ нейтронной стабильности и их синтез</b> . . . . .	7
1.1. Границы стабильности ядер . . . . .	9
1.1.1. Карта нуклидов (9). 1.1.2. Граница нейтронной стабильности для легких ядер (11).	
1.2. Экзотизм легких ядер . . . . .	17
1.2.1. Масса и энергия связи ядер у границ нейтронной стабильности (17).	
1.2.2. Особенности заполнения энергетических уровней (19). 1.2.3. Изменение формы ядер при приближении к границам стабильности (19).	
1.2.4. Систематика ядерных радиусов легких ядер (20). 1.2.5. Нейтронное гало (21).	
<b>Глава 2. Синтез нейтронно-избыточных изотопов легких элементов</b> . . . . .	24
2.1. Реакции деления . . . . .	24
2.2. Реакции фрагментации ядра мишени . . . . .	25
2.3. Реакции фрагментации бомбардирующего иона . . . . .	25
2.4. Реакции с тяжелыми ионами, сопровождающиеся эмиссией быстрых частиц . . . . .	30
2.5. Реакции перезарядки . . . . .	32
2.6. Особенности реакций передачи для спектроскопии легких экзотических ядер . . . . .	34
2.7. Глубоконеупругие реакции передачи, квазиделение . . . . .	42
2.8. Поиск нейтронно-избыточных ядер в реакциях поглощения пионов . . . . .	45
<b>Глава 3. Пучки радиоактивных ядер</b> . . . . .	47
3.1. Массы и энергии связи . . . . .	52
3.2. Спектроскопия на пучках радиоактивных ядер . . . . .	56
3.3. Распады экзотических ядер . . . . .	56
3.3.1. Распределение нуклонных плотностей в экзотических ядрах (58).	
3.3.2. Импульсное распределение слабосвязанных ядер (63).	
3.4. Реакции с экзотическими ядрами . . . . .	70
3.4.1. Упругое рассеяние пучков радиоактивных ядер (70). 3.4.2. Реакции полного слияния (71). 3.4.3. Реакции передачи (73). 3.4.4. Проявление гигантского дипольного резонанса в реакциях с пучками радиоактивных ядер (75).	
<b>Глава 4. Методы исследования структуры нейтронно-избыточных ядер</b> . . . . .	78
4.1. Бинарные реакции; метод недостающих масс . . . . .	79
4.2. Метод инвариантной массы . . . . .	83
Список литературы к гл. 1–4 . . . . .	84
<b>Глава 5. Структура легких нейтронно-избыточных ядер</b> . . . . .	91
5.1. Мультинейтроны . . . . .	91
5.1.1. Динейтрон (91). 5.1.2. Тринейтрон (93). 5.1.3. Тетранейтрон (95).	
5.1.4. Мультинейтроны с числом нейтронов $N \geq 4$ (98).	
5.2. Сверхтяжелые изотопы водорода . . . . .	99

5.2.1. $^4\text{H}$ (99). 5.2.2. $^5\text{H}$ (102). 5.2.3. $^6\text{H}$ (111). 5.2.4. Результаты исследования структуры изотопов водорода с $A = 4, 5$ и $6$ (114). 5.2.5. $^7\text{H}$ и перспективы исследований сверхтяжелых изотопов водорода (116).	
Список литературы к пп. 5.1, 5.2 . . . . .	119
5.3. Изотопы гелия . . . . .	120
5.3.1. Ядро $^6\text{He}$ (121). 5.3.2. Ядро $^7\text{He}$ (131). 5.3.3. Ядро $^8\text{He}$ (137). 5.3.4. Ядро $^9\text{He}$ (145). 5.3.5. Сверхтяжелый изотоп $^{10}\text{He}$ (153). 5.3.6. Выводы о ядерной структуре изотопов гелия (159). 5.3.7. Перспективы дальнейшего изучения изотопов гелия с $A \geq 10$ (160).	
Список литературы к п. 5.3 . . . . .	161
5.4. Изотопы лития . . . . .	166
5.4.1. Ядро $^{10}\text{Li}$ (167). 5.4.2. Ядро $^{11}\text{Li}$ (182). 5.4.3. Перспективы дальнейших исследований $^{10}\text{Li}$ и $^{11}\text{Li}$ . Продвижение к более тяжелым изотопам лития (195).	
Список литературы к п. 5.4 . . . . .	197
5.5. Изотопы бериллия. . . . .	201
5.5.1. Ядро $^{11}\text{Be}$ (201). 5.5.2. Ядро $^{12}\text{Be}$ (206). 5.5.3. Ядро $^{13}\text{Be}$ (210). 5.5.4. Ядро $^{14}\text{Be}$ (217). 5.5.5. Схемы уровней изотопов $^{12}\text{Be}$ , $^{13}\text{Be}$ и $^{14}\text{Be}$ (221). 5.5.6. Изотопы бериллия с $A > 14$ (223). 5.5.7. Кластеризация в изотопах бериллия (223).	
Список литературы к п. 5.5 . . . . .	227
5.6. Изотопы бора . . . . .	229
5.6.1. Ядро $^{13}\text{B}$ (229). 5.6.2. Ядро $^{14}\text{B}$ (240). 5.6.3. Ядро $^{15}\text{B}$ (245). 5.6.4. Ядро $^{16}\text{B}$ (247). 5.6.5. Ядро $^{17}\text{B}$ (249). 5.6.6. Кластеризация в изотопах бора (251). 5.6.7. Перспективы исследований изотопов бора (252).	
Список литературы к п. 5.6 . . . . .	252
5.7. Изотопы углерода . . . . .	254
5.7.1. Ядро $^{14}\text{C}$ (255). 5.7.2. Реакция срыва трех нейтронов ( $^{12}\text{C}$ , $^9\text{C}$ ) (258). 5.7.3. Ядро $^{15}\text{C}$ (260). 5.7.4. Ядро $^{16}\text{C}$ (267). 5.7.5. Ядро $^{17}\text{C}$ (275). 5.7.6. Ядро $^{18}\text{C}$ (285). 5.7.7. Ядро $^{19}\text{C}$ (288). 5.7.8. Изотопы углерода с $A \geq 20$ (296). 5.7.9. Углеродные «полимеры» (298).	
Список литературы к п. 5.7 . . . . .	300
5.8. Тяжелые изотопы азота. . . . .	303
5.8.1. Изотопы азота с $A < 23$ (303). 5.8.2. Изотопы азота с $A \geq 23$ (304).	
Список литературы к п. 5.8 . . . . .	308
<b>Глава 6. Ядра вблизи замкнутых оболочек <math>N = 20</math> и <math>28</math>. Новые магические числа . . . . .</b>	<b>309</b>
6.1. Проявление нового магического числа $N = 16$ . . . . .	310
6.2. Феноменология замкнутых оболочек и распределение материи. . . . .	314
6.3. Замкнутые оболочки для ядер, удаленных от линии стабильности . . . . .	316
6.4. Методы получения нейтронно-избыточных ядер легких элементов вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$ . . . . .	322
6.5. Нейтронно-избыточные изотопы кислорода и фтора . . . . .	326
6.6. Нейтронно-избыточные изотопы неона. . . . .	333
6.7. Тяжелые изотопы магния . . . . .	338
6.8. Изотопы кремния, серы, аргона, кальция. . . . .	343
6.9. Изотопы фосфора, хлора, кальция. . . . .	349
Список литературы к гл. 6 . . . . .	351

---

Глава 7. Экзотические ядра и астрофизика . . . . .	355
7.1. Основные представления об эволюции Вселенной . . . . .	355
7.2. Нуклеосинтез . . . . .	359
7.3. Звездный нуклеосинтез . . . . .	362
7.4. Ядерная космохронология . . . . .	366
7.5. Ядерно-физические эксперименты в астрофизике . . . . .	367
7.6. Схемы уровней ядер . . . . .	368
7.7. Форма ядер . . . . .	369
7.8. Размеры ядер . . . . .	369
7.9. Ядерные реакции и нуклеосинтез . . . . .	370
7.10. Нейтрино в макромире . . . . .	376
Список литературы к гл. 7 . . . . .	378
Заключение . . . . .	380
Об авторах . . . . .	381

## Предисловие

Настоящая монография посвящена одной из актуальных проблем современной ядерной физики — ядрам, удаленным от линии стабильности в области нейтронного избытка. Изучение свойств таких ядер в последнее время позволило обнаружить целый ряд необычных характеристик в их структуре. Так, были впервые синтезированы и исследованы ядра с нейтронным и протонным гало, ядра с сосуществованием сферической и деформированной форм, обнаружены новые магические числа в области легких нейтронно-избыточных ядер, получены ядерные системы за границами нейтронной стабильности ( $^{4,5,6,7}\text{H}$ ,  $^{9,10}\text{He}$ ). Новое качество эти исследования получили с появлением пучков радиоактивных ядер. Во многих ведущих центрах мира имеются или создаются фабрики пучков радиоактивных ядер. Это SPIRAL во Франции, FAIR в Германии, RIB в США, RIBs в Японии, DRIBs в Дубне и др. Физика с пучками радиоактивных ядер в ближайшее десятилетие будет одним из приоритетных направлений ядерной физики, и ученые возлагают большие надежды на получение многих необычных результатов в этой области исследований. Интерес к подобным результатам проявляют не только специалисты в области ядерной физики, но и астрофизики и ученые в смежных областях науки и техники. Свидетельством этого являются постоянно проводимые представительные международные форумы по этой тематике, в частности международные симпозиумы по экзотическим ядрам (EXON), председателем оргкомитета которых бессменно является один из соавторов монографии (Ю. Э. Пенионжкевич).

Последняя доступная для широкого круга исследователей и преподавателей вузов монография, посвященная легким ядрам у границ нейтронной стабильности, написанная известными учеными А. И. Базем, В. И. Гольданским, В. З. Гольдбергом, Я. В. Зельдовичем, была издана в 1972 г. За прошедшие с тех пор 40 лет появилось много новых результатов, которые сильно изменили наши представления о структуре супернейтронно-избыточных ядер легких элементов.

Авторы настоящей монографии — известные специалисты в этой области физики, непосредственно занимающиеся экспериментальными исследованиями легких ядер как в Дубне, так и в других научных центрах мира, поэтому, на мой взгляд, в книге достаточно полно изложены проблемы и последние результаты этой интересной области ядерной физики. Авторы работали в этой области вместе около 40 лет.

К сожалению, Р. Г. Калпакчиева, один из авторов монографии, не дожидаясь выхода в свет книги. И эта монография, этот труд будет лучшей памятью о ней.

*Ю. Ц. Оганесян*

## Глава 1

# СВОЙСТВА ЯДЕР ВБЛИЗИ ГРАНИЦ НЕЙТРОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ И ИХ СИНТЕЗ

Настоящая монография посвящена описанию свойств самых легких ядер с большим избытком нейтронов. Легкие ядра всегда привлекали к себе внимание в связи с большим разнообразием их свойств. Если структурные характеристики средних и тяжелых ядер изменяются довольно плавно, испытывая лишь отдельные скачки, то структура легких ядер носит резко индивидуальный характер, два соседних легких ядра часто бывают совершенно непохожими друг на друга. Это, с одной стороны, делает их изучение очень интересной задачей, а с другой — затрудняет выявление общих тенденций. Наш интерес к легким нейтронно-избыточным ядрам связан именно со стремлением обнаружить характерные особенности ядер, перегруженных нейтронами.

Как будет видно из дальнейшего, в настоящее время получить информацию о ядрах с большим избытком нейтронов ( $N/Z/A$ ) можно, лишь изучая легкие ядра. Только в области самых легких ядер можно достигнуть границы нейтронной стабильности и наблюдать ядра, распадающиеся путем испускания нейтронов. Интерес к ядрам, переобогащенным нейтронами, определяется многими факторами, но в первую очередь тем, что положение границы нейтронной стабильности, и даже сам факт ее существования, является, по существу, открытым вопросом. Несмотря на многочисленные расчеты масс ядер, все они недостаточно надежны при сильном отходе от долины стабильности. В литературе не раз обсуждался вопрос о возможности существования ядер, у которых нейтронный избыток намного больше предсказываемого, и в предельном случае не исключено существование ядер, состоящих из одних нейтронов. Если бы была продемонстрирована возможность существования ядер с аномально большим нейтронным избытком (будем называть их нейтронными ядрами), то это было бы качественным изменением наших сегодняшних представлений о ядре. Это оказало бы несомненное влияние и на другие науки, например, астрофизику.

Свойства необычных ядерных систем с большим избытком нейтронов (экзотических ядер) являются одним из основных направлений исследований в современной ядерной физике. Прогресс в технике эксперимента, и в первую очередь в создании нового поколения ускорителей тяжелых ионов, позволяющих получать интенсивные пучки стабильных и радиоактивных ядер



низких (вблизи кулоновского барьера реакции), промежуточных и высоких энергий, а также последующие эксперименты на этих пучках дали возможность в последние годы синтезировать сотни новых нейтронно-избыточных нуклидов. При изучении этих ядер обнаружены новые интересные явления и получена необычная информация об их структуре. В области легчайших ядер были обнаружены ядра, расположенные за границей нейтронной стабильности (neutron drip line), которые, являясь нейтронно-нестабильными, живут достаточно долго и проявляются в виде резонансов в сечениях их образования.

Экспериментальное определение границы нейтронной стабильности сводится либо к наблюдению ядер, распадающихся путем испускания нейтронов, либо к ненаблюдению ядер даже в резонансном состоянии.

Связанные ядра, живущие достаточно долго относительно времени протекания реакции, в которой они образовались, — это радиоактивные ядра. Время жизни, при котором можно говорить, что ядро является радиоактивным, составляет  $t > 10^{-12}$  с. Распад ядер с испусканием нуклонов оказывается относительно медленным в ядерных масштабах времени, но достаточно быстрым по сравнению с радиоактивным распадом. Время жизни этих ядер находится в широких пределах:  $10^{-12} > t > 10^{-22}$  с. Ядерные состояния со временем жизни в этом интервале иногда называют квазистационарными. К таким ядрам относятся  ${}^7\text{He}$ ,  ${}^9\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Li}$ ,  ${}^{13}\text{Be}$  и др. Они проявляются в виде резонансов в сечениях различных процессов. Ширина резонанса  $\Gamma$  (в МэВ) и время жизни  $T$  (в секундах) нестабильного ядра связаны соотношением

$$T = \hbar/\Gamma = (6,6 \cdot 10^{-22})/\Gamma.$$

Исходя из предельно возможного времени существования такого ядра, определяемого характерным ядерным временем (которое составляет  $t = 10^{-22}$  с), можно получить величину ширины резонанса  $\Gamma < 6,6$  МэВ, соответствующую нижней границе времени жизни ядра в квазистационарном состоянии. Однако о резонансе как о реально существующем состоянии ядерной системы можно говорить лишь в том случае, когда  $\Gamma < 1$  МэВ. Энергия резонанса отстоит от порога развала этой системы, сопровождающегося эмиссией одного или более нуклонов, на величину, равную энергии распада. Таким образом, наблюдение резонанса позволяет сразу определить две важные характеристики ядра — энергию распада и время жизни. Когда время жизни образующейся ядерной системы  $t \leq 10^{-22}$  с, считается, что ядро является нестабильным, т. е. его как такового не существует.

Одна из задач ядерной физики — изучение особенностей распада и свойств ядер, как стабильных, так и нестабильных по отношению к эмиссии нуклонов. Любое прогнозирование характеристик сильно нейтронно-избыточных ядер делается путем экстраполяции свойств известных ядер, расположенных в области  $\beta$ -стабильности, в предположении, что эти свойства практически не меняются с увеличением числа нейтронов в ядре. Для области средних и тяжелых ядер эти изменения действительно происходят достаточно плавно.

Однако свойства любой ядерной системы определяются количеством нуклонов, а также взаимодействием только нескольких из них. В результате этого в области легких ядер даже небольшое изменение числа нуклонов может привести к существенному отличию свойств соседних ядер. Таким образом, экстраполяция свойств ядер вблизи линии  $\beta$ -стабильности, как правило, не дает информации о том, что можно ожидать для ядер, удаленных от области стабильности. Поэтому прямые эксперименты по изучению структуры легких ядер на границе нуклонной стабильности имеют большое значение для понимания свойств таких ядер и предсказания свойств более тяжелых ядер. Появление новых возможностей для этих экспериментов возникло с получением достаточно интенсивных (до  $10^8 \text{ с}^{-1}$ ) пучков радиоактивных ядер [1].

Эксперименты, проводимые в разных лабораториях мира, по изучению свойств экзотических ядер с экстремальными значениями  $N/Z$  (сильно удаленных от линии  $\beta$ -стабильности) позволили выявить ряд неожиданных особенностей: существование нейтронного и протонного гало [2, 4–8], новых областей деформации [9, 10], новых типов распада, изменения в последовательности заполнения оболочек [11–19], ослабление и даже исчезновение известных «традиционных» оболочек, появление новых магических чисел и т. д. Наиболее ярким открытием в этой области является обнаружение в некоторых легких ядрах гигантского нейтронного гало. Число обнаруженных галообразных ядер становится все больше, и в них проявляются совершенно неожиданные свойства, которые не предсказывались ранее. Поэтому эксперименты по изучению ядер, сильно обогащенных нейтронами или протонами, являются важным источником информации, необходимой для проверки и развития существующих теоретических моделей. Результаты исследований таких ядер играют чрезвычайно важную роль в астрофизике. Актуальность этой проблемы подтверждает большое количество международных конференций [20–24], а также ряд обзоров по свойствам легких ядер, удаленных от линии стабильности [9, 25–27]. Большое количество публикаций посвящено проблеме нейтронного гало [28–32]. Идет интенсивное накопление новой информации о свойствах легчайших ядер, в связи с чем мы посчитали необходимым появление настоящей монографии, в которой постарались систематизировать известные данные о свойствах нейтронно-избыточных изотопов легких элементов от мультинейтронных систем до тяжелых изотопов хлора и фосфора.

## 1.1. Границы стабильности ядер

**1.1.1. Карта нуклидов.** Карта нуклидов, представленная на рис. 1.1, дает информацию о продвижении к границам нейтронной и протонной стабильности. Черными квадратами (их около 300) обозначены стабильные ядра. Они формируют так называемую долину стабильности. Ядерная стабильность определяется балансом между ядерными и кулоновскими силами. Долина

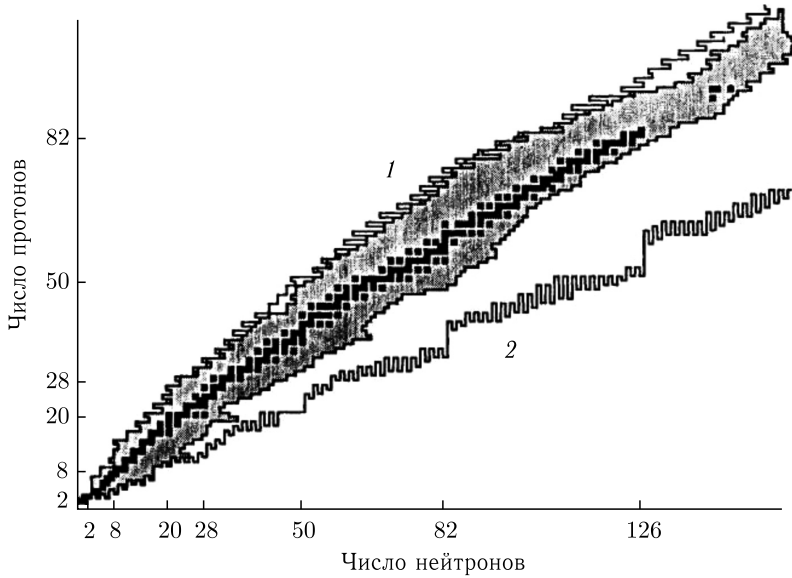


Рис. 1.1. Протон-нейтронная диаграмма ядер: 1 — протонная линия стабильности, 2 — нейтронная линия стабильности

стабильности для легких ядер идет вдоль линии  $N = Z$ . Однако уже в районе ядер кальция ( $Z = 20$ ) кулоновские силы влияют таким образом, что линия стабильности проходит в области более нейтронно-избыточных ядер ( $N > Z$ ). Для тяжелых ядер она уже соответствует значению относительного нейтронного избытка  $(N - Z)/A \sim 0,21-0,23$ . Серым цветом обозначены радиоактивные ядра, испытывающие различные виды радиоактивного распада ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $p$ - и кластерные распады или спонтанное деление). К настоящему времени синтезировано более 2500 таких ядер. Это лишь малая часть из приблизительно 6000 изотопов, существование которых предсказано теоретически [33]. На этой же карте показаны и расчетные границы протонной и нейтронной стабильности ядер [33]. Протонная нестабильность определяется в основном кулоновскими силами, возрастающими с увеличением числа протонов, а время их жизни — проницаемостью кулоновского и центробежного барьеров. Нестабильность ядер к испусканию нейтронов является результатом увеличения энергии симметрии с ростом числа нейтронов в ядре. Энергия симметрии выражается полуэмпирической формулой для масс ядер [34]:

$$E_{\text{sym}} = 28,1(N - Z)^2 A^{-1} (1 - 1,18A^{-1/3}). \quad (1.1)$$

Зная энергию ядра  $E(A, Z)$  при фиксированном  $Z$ , можно получить химический потенциал нейтрона в ядре:

$$\mu_n(A, Z) = \left. \frac{\partial E(A, Z)}{\partial A} \right|_{Z=\text{const}}. \quad (1.2)$$

Исходя из значения  $E_{\text{sym}}$ , можно видеть, что химический потенциал  $\mu_n$  равен нулю при относительном избытке нейтронов  $(N - Z)/A \sim 0,36$  или при значении  $N/Z \sim 2-2,2$ . Это значение и определяет границу нейтронной стабильности.

Из рис. 1.1 видно, насколько близко экспериментаторы подошли к границе нейтронной стабильности. Например, наиболее тяжелый известный изотоп кальция —  $^{56}\text{Ca}$ , в то время как предсказываемая граница стабильности должна проходить в районе  $^{65}\text{Ca}$  и даже предсказана стабильность  $^{70}\text{Ca}$ . Расстояние между известными изотопами и границами стабильности возрастает для более тяжелых ядер. Так, для ядер олова предсказана стабильность дважды магического изотопа  $^{176}\text{Sn}$  ( $Z = 50$ ,  $N = 126$ ), однако наиболее тяжелый изотоп олова, который пока удалось синтезировать, —  $^{137}\text{Sn}$ . Для изотопов свинца переход от  $(N - Z)/A = 0,21$  ( $^{208}\text{Pb}$ ) к  $(N - Z)/A = 0,36$  соответствует ядру  $^{256}\text{Pb}$  (отметим, что наиболее тяжелый известный изотоп свинца —  $^{214}\text{Pb}$ ).

Несколько иная ситуация для протонно-избыточных ядер. Здесь удалось почти дойти до линии протонной стабильности (см. рис. 1.1), в то время как для того, чтобы достичь границы нейтронной стабильности, необходимо синтезировать огромное число ядер. Исключение составляет лишь область самых легких ядер ( $Z < 10$ ), где уже наблюдались ядра с большим избытком нейтронов и с энергией связи нейтронов, близкой к нулю.

**1.1.2. Граница нейтронной стабильности для легких ядер.** Часть карты нуклидов для легких ядер представлена на рис. 1.2. Видно, что именно в этой области достигнут наибольший избыток нейтронов. Так, в ядре  $^8\text{He}$ , являющемся стабильным к испусканию нейтронов, отношение  $N/Z = 3$ , а  $(N - Z)/A = 0,5$ . Для многих легких ядер в этом районе нейтронный избыток  $(N - Z)/A$  близок или даже превосходит граничное значение 0,36. Сначала граница нейтронной стабильности считалась достигнутой для ядер с атомным номером  $Z = 4$  после обнаружения наиболее тяжелого связанного изотопа бериллия  $^{14}\text{Be}$  [35]. Впоследствии с развитием техники получения интенсивных пучков тяжелых ионов промежуточных и высоких энергий стало возможным продвинуться к большим  $Z$ . На пучке  $^{56}\text{Fe}$  был синтезирован самый тяжелый связанный изотоп с  $Z = 5$  —  $^{19}\text{B}$  [36]. Последующие совместные Дубна–GANIL эксперименты на ускорительном комплексе GANIL с использованием пучков  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{48}\text{Ca}$  при энергии  $\sim 50$  МэВ/А не только подтвердили полученные ранее результаты по нуклонной стабильности ядер  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{B}$ ,  $^{20}\text{C}$  и  $^{27}\text{F}$  [35–38], но и позволили синтезировать новые связанные нейтронно-избыточные ядра, такие как  $^{22}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$ ,  $^{29}\text{F}$ ,  $^{29,30,32}\text{Ne}$  [39–42].

В области легчайших ядер были обнаружены ядра, расположенные за границей нейтронной стабильности, т. е. такие ядра, которые, являясь нуклонно-нестабильными, живут достаточно долго и проявляются в виде резонансов.

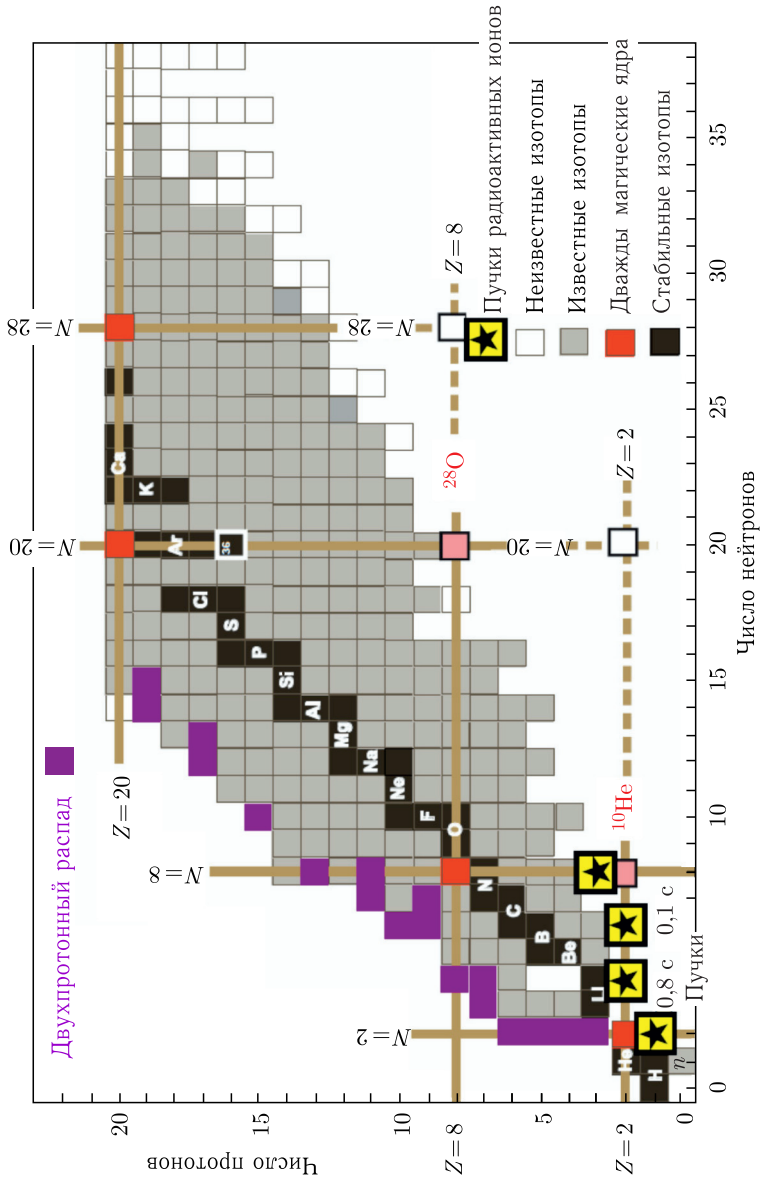


Рис. 1.2. Карта нуклидов в области легких элементов

К задержке распада нуклонно-нестабильных ядер могут приводить несколько причин. В отличие от протонно-нестабильных ядер, где проникновение через кулоновский барьер обеспечивает более длительное время жизни, в случае нейтронно-нестабильных ядер ситуация иная. На их стабильность могут влиять следующие факторы: а) правило отбора по изотопическому спину, б) существование центробежного барьера (для нейтронов с орбитальным моментом  $l > 0$ ) и в) необходимость сильного изменения начальной конфигурации нуклонов в процессе развала ядра. Под воздействием этих факторов скорость распада нейтронно-нестабильных ядер может уменьшиться, и их время жизни становится гораздо больше характерного ядерного времени ( $t \gg 10^{-22}$  с). К настоящему времени известны всего около десятка таких ядер (см. табл. 1.1):  $^4\text{H}$ ,  $^5\text{H}$ ,  $^6\text{H}$ ,  $^7\text{H}$ ,  $^5\text{He}$ ,  $^7\text{He}$ ,  $^9\text{He}$ ,  $^{10}\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$ ,  $^{13}\text{Be}$  и  $^{16}\text{B}$  [25, 43–49]. Для ряда других ядер —  $^{18}\text{B}$ ,  $^{21}\text{C}$ ,  $^{24}\text{N}$ ,  $^{25,26,28}\text{O}$  и  $^{28}\text{F}$  — была экспериментально установлена лишь нестабильность по отношению к испусканию нейтронов [36, 39–42]. Многократные попытки обнаружить ядра  $^3n$  и  $^4n$  также не дали положительного результата — они не наблюдались даже в виде короткоживущей квантовой системы, т. е. резонанса.

Граница нуклонной стабильности не описывается плавной линией. Это объясняется влиянием энергии спаривания нейтронов на стабильность ядер. Во многих случаях энергия спаривания составляет 2–3 МэВ и превышает энергию связи последнего нейтрона в ядре, что должно проявляться как четно-нечетный эффект. Это означает, что добавление одного нейтрона к нестабильному (несвязанному) ядру с нечетным числом нейтронов приводит к значительному увеличению стабильности, вплоть до того, что может

Таблица 1.1. Характеристики нуклонно-нестабильных легких ядер

Ядро	$\eta = (N - Z)/A$	Вид распада	Энергия распада, МэВ	Ширина $\Gamma$ , МэВ
$^4\text{H}$	0,50	$^3\text{H} + n$	3,19	5,42 *
$^5\text{H}$	0,60	$^3\text{H} + 2n$	1,8(1)	< 0,5
$^6\text{H}$	0,67	$^3\text{H} + 3n$	2,6(5)	1,3(5)
$^7\text{H}$	1	$^3\text{H} + 4n$	$0,57^{+0,42}_{-0,21}$	$0,09^{+0,94}_{-0,6}$
$^5\text{He}$	0,20	$^4\text{He} + n$	0,89(5)	0,60(2)
$^7\text{He}$	0,42	$^6\text{He} + n$	0,44	0,15(2)
$^9\text{He}$	0,56	$^8\text{He} + n$	1,27(8)	0,30(7) *
$^{10}\text{He}$	0,60	$^8\text{He} + 2n$	1,07(7)	0,3(2)
$^{10}\text{Li}$	0,40	$^9\text{Li} + n$	0,24(4)	0,10(7) *
$^{13}\text{Be}$	0,39	$^{12}\text{Be} + n$	0,80(9)	$\sim 1,0$ *
$^{16}\text{B}$	0,38	$^{15}\text{B} + n$	0,04(6)	< 0,10

\* См. обсуждение этих данных в следующих главах.

изменить знак энергии связи. Этим можно объяснить чередование нуклонно-стабильных ядер с четным числом нейтронов и нуклонно-нестабильных ядер с нечетным числом нейтронов. Длинная цепочка изотопов бора служит хорошей иллюстрацией экспериментального наблюдения эффекта спаривания (ядра  $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{B}$ ,  $^{19}\text{B}$ , имеющие 10, 12 и 14 нейтронов соответственно, нуклонно-стабильны, а ядра  $^{16}\text{B}$ ,  $^{18}\text{B}$ , с 11 и 13 нейтронами соответственно, нестабильны по отношению к испусканию нейтронов).

Сравнивая экспериментальные данные с различными модельными предсказаниями, можно утверждать, что граница нейтронной стабильности достигнута для всех элементов с  $Z < 10$ . Однако некоторыми авторами высказывается предположение, что, в принципе, может иметь место ряд обстоятельств, при которых граница нейтронной стабильности не существует вообще или при которых не исключено существование «островов стабильности» далеко за ее пределами, там, где  $N/Z$  имеет очень большие значения [25, 30, 50]. На это указывает систематика энергий связи одного и двух нейтронов [47], из которой видно, что для некоторых тяжелых изотопов легких элементов вблизи границы стабильности, при увеличении массового числа, значения энергии связи плавно уменьшаются и приближаются к значению  $S_{n,2n} = 0$  почти тангенциально. Кроме того, как и для ядер с двухчастичным гало, может оказаться, что нейтронные кластеры, содержащие большее число нейтронов, могут быть связаны с кором и образовывать еще более тяжелые слабосвязанные системы.

Таким образом, точное определение границ стабильности (как нейтронной, так и протонной) является весьма сложной теоретической задачей. Это объясняется тем, что параметры массовых формул определяются экстраполяцией известных ядерных свойств вблизи линии  $\beta$ -стабильности в область ядер с гораздо большими отношениями  $N/Z$ . Подробный анализ [33] различных расчетов масс показывает, что они могут существенно отличаться в предсказании стабильности одного и того же ядра. Результаты иногда отличаются на 5 МэВ и более по величине энергии связи валентных нуклонов в ядре. В связи с этим положение границы стабильности по отношению к эмиссии нуклонов является модельно-зависимым. Поэтому ответ на вопрос о стабильности ядер с большим избытком нейтронов и об их структуре может дать только эксперимент. В этом смысле любой новый экспериментальный результат для ядер с необычным отношением  $N/Z$  позволяет сделать важные выводы о существующих теоретических моделях.

Об этом свидетельствует ряд следующих примеров. Так, ядра  $^{14}\text{Be}$  и  $^{29}\text{Ne}$  наблюдались экспериментально [35, 39], хотя ранее в разных моделях предсказывалась их нестабильность по отношению к испусканию нуклонов. В экспериментах с использованием пучка  $^{48}\text{Ca}$  (44 МэВ/А) не был обнаружен изотоп  $^{26}\text{O}$ , однако был синтезирован самый тяжелый нуклонно-стабильный изотоп неона  $^{32}\text{Ne}$  [42], что противоречит предсказаниям разных массовых формул [33]. Между тем прямое ненаблюдение ядра в эксперименте не может

служить однозначным ответом на вопрос о его нуклонной стабильности. Иллюстрацией этого является ненаблюдение в некоторых экспериментах  $^{14}\text{Be}$  и  $^{31}\text{Ne}$  [51, 42], которые в последующем при использовании других реакций были однозначно идентифицированы [35, 39, 52, 53].

Как частный случай задачи определения местоположения границы нейтронной стабильности можно рассматривать и попытки проверить возможность существования островов нуклонно-стабильных ядер, находящихся далеко за пределами предсказанной границы стабильности, а также возможность существования ядер, состоящих из одних нейтронов.

Несмотря на то, что вычисление масс конечных ядер дает неоднозначные предсказания о существовании ядер с аномально большим нейтронным избытком, теоретически нельзя исключить эту возможность.

Хорошо известна аналогия между нейтронной материей и жидким гелием. Два нейтрона, так же как и два атома гелия, не образуют связанной системы. Их потенциалы взаимодействия очень похожи, они являются притягивающими, но недостаточно сильны для образования устойчивого ядра или молекулы соответственно. В то же время очень большое число атомов гелия образует жидкую каплю. Возникает вопрос, не может ли осуществиться аналогичная ситуация с нейтронами. А. И. Базь с сотрудниками [184] пытались решить задачу появления связанной мультинейтронной системы на микроскопическом уровне. Основным вывод, сделанный ими, состоял в том, что небольшим изменением потенциалов, практически не меняющим фазы нуклон-нуклонного рассеяния при малых энергиях, можно стабилизировать ядро, если число нейтронов не меньше нескольких десятков.

В рамках метода  $K$ -гармоник были проведены точные расчеты для пяти различных наборов потенциалов. Результаты расчетов показали, что если число нейтронов меньше 100, то ни один из этих потенциалов не приводит к существованию связанного мультинейтронного состояния. При  $N > 112$  связанное состояние возникало для трех из пяти потенциалов. Все эти потенциалы не являлись произвольными, а были апробированы при расчетах энергии связи и радиусов многих ядер, правда, расположенных вблизи долины стабильности.

Расчеты А. И. Базя показывают возможность альтернативного, по сравнению с общепринятыми, подхода к проблеме существования нейтронных ядер и подтверждают сделанное выше утверждение, что в настоящее время ни один из теоретических расчетов не дает однозначного вывода о существовании или отсутствии чисто нейтронных ядер. Таким образом, проблеме существования нейтронных ядер можно решить только экспериментальным путем. Этот путь должен включать в себя два направления. Первое — это прямое продвижение в сторону ожидаемой границы стабильности посредством синтеза новых ядер со все большим нейтронным избытком, вплоть до обнаружения нейтронно-распадных ядер. Второе — измерение их масс и соответствующих энергий связи методом недостающих масс, о котором речь пойдет ниже.



Очевидно, что нуклонно-стабильные нейтронно-избыточные ядра будут  $\beta$ -радиоактивными, причем весьма вероятно, что  $\beta$ -распад в возбужденные состояния дочернего ядра будет сопровождаться испусканием запаздывающих нейтронов. С ростом нейтронного избытка энергия связи последнего нейтрона будет уменьшаться и на самой границе стабильности может быть весьма мала. Ясно, что особый интерес вызывает обнаружение всякого рода аномального поведения энергии связи с ростом нейтронного избытка, так как это может служить указанием на проявление качественно новых свойств.

Расчеты структуры нейтронно-избыточных ядер являются сложной теоретической задачей. Из-за малой энергии связи хвосты волновых функций последних нейтронов должны быть достаточно протяженными, в результате чего граница ядра будет размываться, а среднеквадратичный радиус увеличиваться. В этом случае нейтронный радиус может оказаться намного больше протонного (нейтронное гало), хотя в ряде случаев, как показывает сравнение изотопов  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Ca}$ , это различие может быть невелико [108].

Особую роль вблизи границы нейтронной стабильности должно играть парное взаимодействие. Во многих случаях энергия спаривания (2–3 МэВ) оказывается больше энергии связи последнего нейтрона, что приводит к резко выраженным четно-нечетным эффектам. Добавление к ядру с нечетным числом нейтронов только одного нейтрона приводит к существенному повышению его устойчивости, вплоть до изменения знака энергии связи. Следует ожидать, что нечетные (по нейтронам) нуклонно-нестабильные ядра будут чередоваться с четными нуклонно-стабильными. Таким образом, граница нейтронной стабильности представляет собой на диаграмме  $N - Z$  не линию, а полосу большей или меньшей ширины. Размеры этой полосы по  $N$  определяются конкуренцией между убыванием устойчивости с ростом числа нейтронов и стабилизирующим действием сил спаривания.

Как уже отмечалось выше, нейтронный распад может быть замедлен по двум причинам: из-за необходимости преодоления центробежного барьера (для нейтронов с  $l > 0$ ) и в случае, когда в результате распада должна сильно измениться исходная конфигурация нейтронов.

Оценки проницаемости центробежного барьера показывают, что при  $l = 6$  и энергии распада  $E = 0,5$  МэВ время жизни может достигать  $10^{-16}$  с. Структурные запреты это время могут еще увеличить. Хотя времена жизни нейтронно-распадных ядер значительно меньше, чем протонно-распадных в области  $A \sim 100$ , и не могут быть непосредственно измерены, физическая причина их существования одна — вероятность прохождения через потенциальный барьер. С этой точки зрения есть все основания говорить о нейтронной радиоактивности.

Для нейтронной радиоактивности трудно ожидать конкуренции со стороны других типов распада. С ростом нейтронного избытка энергия распада нейтронно-радиоактивных ядер должна увеличиваться, а время жизни уменьшаться, достигая постепенно времени свободного полета. Поиски нейтронной

радиоактивности являются одной из фундаментальных задач ядерной физики и включены в научные программы современных фабрик пучков радиоактивных ядер.

Как отмечалось выше, из известных экспериментальных данных следует, что лишь для области самых легких элементов ( $Z < 10$ ) можно сделать окончательные выводы о положении границы нейтронной стабильности. Для области  $Z > 10$  о границе стабильности трудно сказать что-то определенное. Недавно были обнаружены наиболее тяжелые нейтронно-избыточные ядра с  $10 < Z < 13$ :  $^{32}\text{Ne}$  [42],  $^{39}\text{Al}$  [41], а также  $^{31}\text{Ne}$ ,  $^{37,38,40}\text{Mg}$ ,  $^{40,41,42}\text{Al}$  в реакциях с ионами  $^{50}\text{Ti}$  и  $^{48}\text{Ca}$  [52, 53]. Эти результаты еще раз подтвердили то, что точное положение границы нейтронной стабильности остается достаточно неопределенным и является одной из важнейших задач при исследовании ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности.

## 1.2. Экзотизм легких ядер

Синтез и изучение нейтронно-избыточных изотопов имеют две основные цели: установление местоположения границ нейтронной стабильности и получение информации о свойствах ядер с экстремальным отношением числа нейтронов к числу протонов (экзотические ядра) вблизи этих границ. С развитием ускорительной техники стало возможным получать ускоренные пучки вторичных радиоактивных ядер. В связи с этим открылись новые широкие возможности для изучения как структуры самих легких экзотических ядер, так и особенностей ядерных реакций под действием этих ядер.

Чрезвычайно важным является получение новой информации о ядрах, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности, так как для свойств таких ядер можно ожидать (и это уже экспериментально наблюдается) существенных отклонений от общеизвестных закономерностей. Здесь удобными объектами для исследования служат ядра в области малых  $Z$ . Принципиальным является вопрос о том, насколько общими могут быть выводы, сделанные для столь небольшого количества ядер. Ответ на этот вопрос также может дать только эксперимент.

**1.2.1. Масса и энергия связи ядер у границ нейтронной стабильности.** Фундаментальной характеристикой ядра является его масса. Знание массы — одно из необходимых условий определения стабильности и свойств слабосвязанных ядер. На основе измеренной массы определяется *энергия связи* ядра, которая отражает баланс между ядерными и кулоновскими силами и, следовательно, конфигурацию нуклонов. Измерение масс ядер также дает непосредственную информацию о *границах стабильности*. Так, для целого ряда ядер, например  $^{8-10}\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{16}\text{B}$ , эксперимент показал не только, что они более связаны по сравнению с теоретическими предсказаниями ( $^{9,10}\text{He}$ ,  $^{16}\text{B}$ ), но и что некоторые из них вообще стабильны ( $^8\text{He}$ ,

$^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ). В случаях, когда ядро не связано, важно определить, насколько оно нестабильно. Значение массы ядра необходимо также при определении энергии всех процессов, в которых участвует исследуемое ядро.

Измерение масс изотопов гелия позволило открыть так называемую *гелиевую аномалию* [54]. Установлено, что чем больше число нейтронов в ядре, тем меньше энергия связи последнего нейтрона. Из-за эффекта спаривания нуклонов эта зависимость должна рассматриваться в отдельности для ядер с четным и нечетным числом нейтронов. При этом монотонная зависимость энергии связи будет модифицироваться вследствие оболочечных эффектов. Практически для всех известных ядер легких элементов стабильность уменьшается с добавлением двух нейтронов. Исключение из этого правила составляет пара ядер  $^{15}\text{N}$ – $^{17}\text{N}$ , для которых увеличение стабильности выходит за пределы экспериментальной погрешности. Изотопы гелия явились следующим исключением. Увеличение стабильности с ростом числа нейтронов наблюдается для пары  $^6\text{He}$ – $^8\text{He}$ , для которой энергия отделения нейтронов составляет около 1 МэВ. При переходе от  $^5\text{He}$  к  $^7\text{He}$  энергия отделения тоже увеличивается. Переход от  $^5\text{He}$  к  $^9\text{He}$  (т. е. при увеличении массового числа на четыре нейтрона) практически не меняет энергию связи. Значительно более стабильным, чем предсказывалось, оказался изотоп  $^{10}\text{He}$  ( $E_{2n} = 1,07$ – $1,2$  МэВ [43, 44]). Этот эффект и был назван гелиевой аномалией (рис. 1.3). Точного объяснения такого необычного поведения энергии отделения нейтронов для этих ядер до сих пор нет. Однако высказываются некоторые предположения — в частности, что этот эффект можно связать с большим избытком нейтронов в тяжелых ядрах гелия либо объяснить влиянием центробежного барьера на их стабильность. Для интерпретации таких «аномалий», возникающих и в других нейтронно-избыточных ядрах, важно иметь экспериментальные данные о массах соседних пар изотопов, сильно обогащенных нейтронами.

Измерение масс ядер дает также информацию об эволюции *формы* ядер. Об этом пойдет речь ниже.

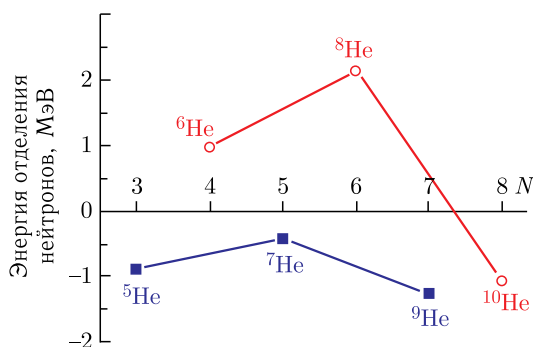


Рис. 1.3. Энергия отделения одного и двух нейтронов в изотопах гелия (гелиевая аномалия)

**1.2.2. Особенности заполнения энергетических уровней.** Схемы уровней легких нейтронно-избыточных ядер, как связанных, так и несвязанных по отношению к испусканию нейтрона, дают важную информацию об их свойствах. До недавнего времени информация об энергетических уровнях в таких ядрах была достаточно скудной. Даже сам факт существования возбужденных состояний для большинства таких ядер не был установлен. Так, для наиболее тяжелых стабильных изотопов  $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и нестабильных  $^{10}\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$ ,  $^{16}\text{B}$  наличие возбужденных уровней было обнаружено лишь недавно. Экспериментальная информация об уровнях с их квантовыми характеристиками позволяет определить последовательность заполнения оболочек и тем самым применимость той или иной теоретической модели, наличие коллективного возбуждения (например, мягкой дипольной моды), тип распада уровней и т. д. Более подробно эти вопросы будут рассмотрены ниже.

**1.2.3. Изменение формы ядер при приближении к границам стабильности.** Во многих последних работах обсуждается проблема зависимости деформации от энергии связи ядер. С этой точки зрения особый интерес представляют ядра с числом нейтронов  $N = 20$ , для основного состояния которых ожидается сферическая форма вследствие заполнения замкнутой оболочки  $N = 20$ . Однако последние теоретические расчеты их энергий связи предсказывают для некоторых из них наличие сильной продольной деформации ( $\beta \sim 0,3$ ) и даже существование изомерных состояний. Предполагается, что следствием этой деформации является экспериментально обнаруженное резкое увеличение энергии связи двух нейтронов в нейтронно-избыточных ядрах  $^{31}\text{Na}$  и  $^{32}\text{Mg}$ , т. е. наличие инверсии нильсоновских уровней, соответствующих большой деформации [55–57]. Это свидетельствует о том, что происходит разрушение замкнутой оболочки  $N = 20$  и она уже не является для сильно нейтронно-избыточных ядер «магическим» числом. Последующие эксперименты по изучению структуры ядер  $^{33-35}\text{Al}$ ,  $^{35}\text{Si}$ ,  $^{36,37}\text{P}$  [58, 59] показали возможность нахождения ядер в области между магическими числами  $N = 20$  и 28 в сферической и деформированной форме (область сосуществования двух видов деформации).

Результаты измерения периода полураспада  $T_{1/2}$  для ядер  $^{27,29}\text{F}$ ,  $^{30}\text{Ne}$  показали, что они также более стабильны, чем это предсказывалось по оболочечной модели [60]. Измеренное [10] большое значение приведенной вероятности перехода  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  для ядра  $^{32}\text{Mg}$  ( $N = 20$ ) показало возможность существования деформации в магических легких ядрах. Обнаружение сильно нейтронно-избыточных изотопов  $^{31}\text{Ne}$  и  $^{37}\text{Mg}$  [52] подтверждает увеличение стабильности нейтронно-избыточных ядер с увеличением их деформации.

Наконец, показателен в этом отношении изотоп  $^{28}\text{O}$ . Это дважды магическое ( $N = 20$ ,  $Z = 8$ ) ядро пока экспериментально не обнаружено. Однако

ядро  $^{29}\text{F}$  с тем же числом нейтронов, но на один протон больше ( $N = 20$ ,  $Z = 9$ ), оказалось нуклонно-стабильным. Если  $pn$ -взаимодействие не является причиной этой стабильности, можно предположить, что эффект деформации в ядре  $^{29}\text{F}$  существеннее, чем в ядрах  $^{31,32}\text{Na}$ , что и обуславливает его стабильность. Исследование свойств ядер вблизи магического числа нейтронов  $N = 20$  является интереснейшей задачей ядерной физики и требует своего дальнейшего развития с использованием разнообразных методов для измерения деформации ядер и их радиусов.

**1.2.4. Систематика ядерных радиусов легких ядер.** Определение размеров ядер всегда являлось фундаментальной задачей ядерной физики, поскольку для многих расчетов необходимы точные значения распределения ядерной материи (зарядовых и нуклонных радиусов). Эти распределения изучались преимущественно в экспериментах по рассеянию электронов (извлекалась информация о распределении заряда в ядрах) и адронов (определялось распределение нуклонов в ядре) [61].

С появлением пучков радиоактивных ядер существенно расширились возможности определения размера ядра, в частности, в экспериментах по измерению сечений реакций, вызванных такими ядрами. Хорошо известно [62], что изменения в энергии связи коррелируют с размером ядра. Исследования в области легких ядер выявили ряд новых интересных свойств ядер с малой энергией связи валентных нейтронов в них. Так, в реакциях с вторичными пучками радиоактивных изотопов гелия, лития, бериллия и бора было обнаружено аномально высокое значение сечения реакции для некоторых изотопов [1]. Полученные в этих экспериментах значения радиусов распределения ядерного вещества показали постепенное их увеличение с ростом числа нейтронов, а для таких слабосвязанных ядер, как  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и  $^{17}\text{B}$ , близких к границе стабильности, эти радиусы существенно превысили значения, определяемые зависимостью  $\sim A^{1/3}$  (рис. 1.4) [1–3, 63–67].

Подобное увеличение радиусов получено и для нейтронно-избыточных изотопов более тяжелых элементов [68].

Закономерности в поведении радиусов в зависимости от массы, изоспина и энергии в широком диапазоне позволяют определять структуру экзотических ядер и предсказывать существование новых ядер с нейтронным гало. В этом смысле особенно информативным оказывается изучение зеркальных ядер в случае, когда одно из таких ядер является несвязанным. Использование измеренных значений квадрупольных моментов, а также разности кулоновской энергии позволило получить новый вид систематики для радиусов при поиске необычных состояний экзотических ядер. Полученная систематика для семи пар зеркальных ядер подтвердила существование нейтронного гало в изотопах  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$ , предсказала гало в ядрах  $^9\text{Be}$  и  $^{15}\text{C}$  ( $R_{\text{rms}}^n - R_{\text{rms}}^p \sim 0,20\text{--}0,30$  фм), а также позволила сделать выводы о наличии инверсии  $s$ - и  $d$ -орбит в зеркальной паре  $^{17}\text{Ne}\text{--}^{17}\text{N}$  [69].

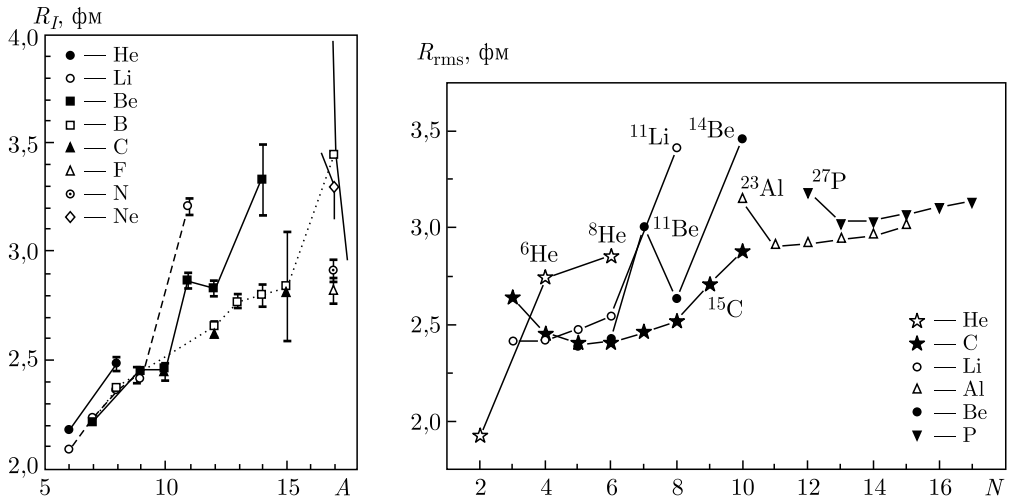


Рис. 1.4. Радиусы взаимодействия легких ядер, извлеченные из экспериментально полученных значений сечений взаимодействия [1–3, 63–67]

**1.2.5. Нейтронное гало.** Аномальное повышение радиуса некоторых сильно нейтронно-обогащенных ядер было интерпретировано как существование в этих ядрах так называемого нейтронного гало, проявляющегося в хвостах распределения плотности валентных нейтронов слабосвязанных ядер [6]. Гало является характеристикой связанного состояния, лежащего вблизи порога эмиссии частиц. Это специфическое свойство некоторых легких сильно нейтронно-избыточных ядер ранее не наблюдалось. Дальнейшие эксперименты по измерению импульсных распределений нуклонов или фрагментов, образующихся в результате взаимодействия таких ядер, подтвердили предположение о существовании в легких нейтронно-избыточных ядрах нейтронного гало [65, 70–84].

Таким образом, увеличение радиуса по сравнению со стандартным приращением, определяемым зависимостью ( $A^{1/3}$ ), является первым признаком наличия гало в экзотических ядрах. В дальнейшем было обнаружено существование двух типов гало [85]. Первый тип (GNH-1) связан с общим увеличением размера ядра (в случае ядер  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$ ,  ${}^{17}\text{B}$ ). Второй тип гало (GNH-2) имеет место в ядрах с нормальными размерами (например,  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ). Различие между этими двумя видами гало показано на рис. 1.5 для ядер  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$ . Считается, что гало первого типа связано с очень малой энергией связи валентных нейтронов, тогда как гало второго типа — результат очень компактного ( $\alpha$ -частичного) кора ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ . В работе [86] на основе измеренных сечений фрагментации ядер  ${}^{4,6,8}\text{He}$  при энергии 800 МэВ/А был сделан вывод о том, что увеличение сечения взаимодействия с увеличением массового числа связано с сечением срыва валентных нейтронов. Из пространственного распределения нейтронов и протонов было получено, что

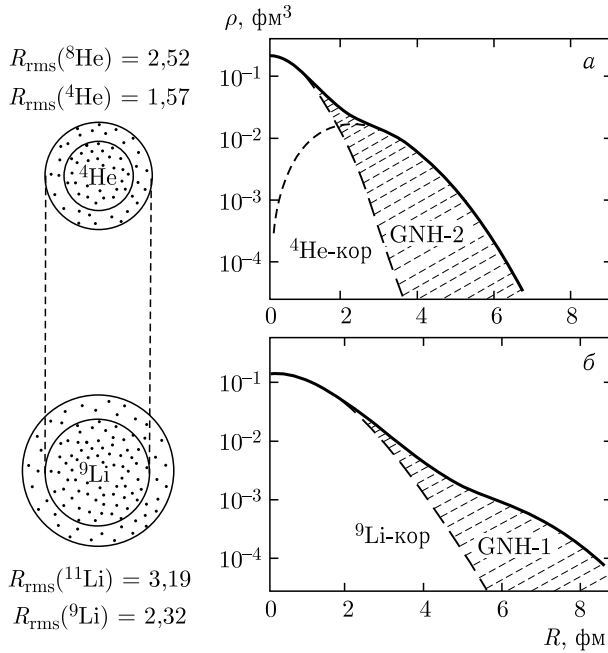


Рис. 1.5. Распределение нейтронной плотности в ядрах  ${}^8\text{He}$  (а),  ${}^{11}\text{Li}$  (б)

$R_{\text{rms}}^n - R_{\text{rms}}^p \sim 0,9$  фм для  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ . Этот эффект протяженного нейтронного распределения по сравнению с протонным был назван нейтронной «шубой». Существование нейтронной «шубы» в ядре  ${}^8\text{He}$  было подтверждено и в работе [87]. Четкой разницы между нейтронной «шубой» и нейтронным гало нет, хотя с помощью этих понятий можно попытаться разграничить случаи с очень малой энергией связи последних нейтронов (например,  $S_{2n}({}^{11}\text{Li}) \sim 0,3$  МэВ,  $S_n({}^{14}\text{Be}) = 0,5$  МэВ) и случаи со сравнительно большими значениями (например,  $S_{2n}({}^6\text{He}) = 0,97$  МэВ,  $S_{2n}({}^8\text{He}) = 2,14$  МэВ) [86]. Существует предположение о существовании двухнейтронного гало, которое может являться результатом спаривания двух валентных нейтронов, например, для ядра  ${}^6\text{He}$  с образованием динейтрона. Эта чрезвычайно интересная проблема, так же как и вопрос корреляций между нейтронами гало и кором ядра, является предметом интенсивных исследований. В работах [26, 27, 29–32, 88–91] подробно изложен фактологический материал и прослежено развитие представлений о нейтронном гало. Нейтронное гало играет существенную роль в структуре ядер, а также в особенностях их взаимодействия с другими ядрами.

Таким образом, обнаруженные в последнее время проявления новых свойств при изучении легчайших ядер у границы нейтронной стабильности привели к необходимости пересмотра ряда представлений об этих ядрах. Остается ряд открытых вопросов, на которые в ближайшее время должен быть получен экспериментальный ответ.

Во-первых, это особенности структуры ядер с нейтронным гало. Для объяснения повышенного сечения электромагнитной диссоциации таких ядер был предложен новый тип коллективного возбуждения [5, 92, 93] при малых энергиях возбуждения. Эта новая мода возбуждения была названа «мягким дипольным резонансом». К настоящему времени экспериментально подтверждено существование низкоэнергетического  $E1$ -диполя в некоторых ядрах [28, 82, 94–97]. Механизм его возбуждения не нашел однозначного объяснения в связи с тем, что значение энергии возбуждения — модельно-зависимое [93]. Большой интерес представляет поиск возбуждений более высокой мультипольности.

Во-вторых, необходимо получить данные о новых, более тяжелых ядрах с гало. Пока известны только несколько ядер с двухнейтронным гало ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$  и  ${}^{17}\text{B}$ ) и всего два ядра с однейтронным гало ( ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{19}\text{C}$ ) [98]. Между тем предсказывается существование многих других галообразных ядер. Большие возможности по их исследованию открываются с использованием пучков радиоактивных ядер.

В-третьих, важным с точки зрения структуры и стабильности экзотических ядер является вопрос о последовательности заполнения оболочек [11, 15–19, 99–101]. Требуется также ответа вопрос, при каких  $N$  и  $Z$  происходит заполнение оболочек, какое влияние оказывают спаривание и оболочки, в том числе деформированные, на стабильность ядер.

В-четвертых, это вопрос о зависимости радиусов ядер от нейтронного избытка. Использование вторичных пучков радиоактивных ядер позволит определить изоспиновую зависимость пространственного распределения ядерного вещества для многих экзотических ядер.

В-пятых, остается вопрос о корреляциях нуклонов нейтронного гало. Фрагментация экзотических ядер, полученных в виде пучков, позволила изучать корреляции между их составляющими. Ожидается, что эксперименты с использованием «полной кинематики» [82, 94] могут дать ответ на этот вопрос.

И, наконец, в-шестых, не выяснен вопрос о существовании динейтрона и тетранейтрона в ядрах с нейтронным гало, а также гало из более крупных кластеров.

Это, конечно, далеко не все проблемы, связанные с необычными свойствами экзотических ядер. Все они требуют своего решения, которое прямо связано с возможностью получения в достаточно больших количествах таких ядер. В следующей главе мы обсудим различные методы получения легких ядер вблизи границы нейтронной стабильности.



## СИНТЕЗ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Одной из сложнейших проблем экспериментальной ядерной физики является синтез экзотических ядер у границ стабильности. Эти ядра, как правило, на 10 и более нейтронов удалены от стабильных ядер, имеют малое время жизни (менее 1 мс) и слабую энергию связи. Все это определяет особые требования к выбору реакций синтеза таких ядер и метода их транспортировки и регистрации. В основном для синтеза экзотических ядер используются реакции фрагментации бомбардирующего тяжелого иона, прямые реакции типа  $(p, d)$ ,  $(d, p)$ ,  $(d, n)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$  и др., а также реакции деления и глубоконепругих передач.

### 2.1. Реакции деления

Спонтанное деление ядер сопровождается эмиссией легких заряженных частиц, образующихся в момент разрыва тяжелого ядра на два фрагмента. Существует большая вероятность того, что эти легкие заряженные частицы являются нейтронно-избыточными. При спонтанном делении  ${}^{252}\text{Cf}$  наблюдались нейтронно-избыточные изотопы водорода, гелия, лития, бериллия и даже более тяжелых элементов [102, 103]. Поиск таких экзотических ядер, как  ${}^{10}\text{He}$  и  ${}^7\text{H}$ , также проводился в осколках спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$  [104–106]. Однако в этих экспериментах не было обнаружено событий, которые можно было приписать ядру  ${}^{10}\text{He}$ . Верхний предел вероятности деления с испусканием  ${}^{10}\text{He}$  по отношению к испусканию  ${}^8\text{He}$  составлял  $Y({}^{10}\text{He})/Y({}^8\text{He}) < 4 \cdot 10^{-3}$ . В то же время в работе [105] авторы полагают, что наблюдали несколько событий, соответствующих ядру  ${}^{10}\text{He}$ . Эксперимент [106] дал для  ${}^7\text{H}$  соотношение  $Y({}^7\text{H})/Y({}^3\text{H}) < 10^{-4}$ .

Деление под действием тепловых нейтронов было использовано для синтеза экзотических нейтронно-избыточных ядер с  $A = 60\text{--}160$  [107]. Эксперименты по изучению вынужденного деления под действием ионов  ${}^{40}\text{Ca}$  и  ${}^{48}\text{Ca}$  [108] показали, что сильный нейтронный избыток бомбардирующего иона может привести к синтезу более далеких от линии  $\beta$ -стабильности ядер. Было также показано, что вынужденное деление протонами [109] и тем более тяжелыми ионами [110, 111] ведет к повышению вероятности тройного деления с испусканием легких частиц и ядер. Это является следствием более

высокой энергии возбуждения и более высокого углового момента делящегося ядра. Однако высокая энергия возбуждения, передаваемая осколкам, вынуждает их испарять нейтроны и уменьшает тем самым вероятность образования нейтронно-избыточных ядер.

## 2.2. Реакции фрагментации ядра мишени

Реакции фрагментации ядра мишени являются эффективными для синтеза нейтронно-избыточных ядер, если использовать в качестве бомбардирующей частицы протоны с энергией от нескольких ГэВ и выше и мишени с  $Z > 80$ . Положение максимума изотопного распределения продуктов зависит от массы мишени. С увеличением отношения  $N/Z$  мишени значение  $N/Z$  продуктов реакции фрагментации также возрастает.

В течение 1960–1970-х гг. наличие ускорителей протонов высоких энергий позволило использовать эти реакции для синтеза новых ядер. Так, например, в то время были впервые синтезированы  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{C}$ ,  $^{19}\text{C}$ ,  $^{19}\text{N}$ ,  $^{21}\text{O}$  [112, 113, 116]. На основании систематики [114] сечений образования нейтронно-избыточных ядер в реакциях фрагментации ядра мишени можно сделать вывод, что вероятность образования ядер с экстремальными значениями избытка нейтронов весьма велика. В работе [115] приведены оценки сечений образования нескольких ядерных систем:  $\sim 10^{-30}$  см<sup>2</sup> для  $^8n$ ,  $\sim 10^{-29}$  см для  $^{10}\text{He}$  и  $\sim 10^{-30}$  см<sup>2</sup> для  $^{13}\text{Li}$ .

В последнее время обсуждается еще один метод получения экзотических ядер в реакциях квазиделения [117], когда два взаимодействующих тяжелых ядра образуют двойную ядерную систему, которая, не достигая равновесной конфигурации, распадается на фрагменты прямо из седловой точки [118]. При этом продукты реакции квазиделения имеют широкую дисперсию по массе и заряду. Не исключено, что эти реакции могут оказаться эффективными при синтезе тяжелых ядер.

С появлением интенсивных пучков тяжелых ионов реакции с ускоренными тяжелыми ионами становятся наиболее эффективным методом получения ядер у границ нуклонной стабильности.

## 2.3. Реакции фрагментации бомбардирующего иона

Этот тип реакций стал использоваться для синтеза и изучения свойств экзотических ядер с появлением возможности ускорения тяжелых ионов до энергий  $E > 40$  МэВ/А.

Ранние эксперименты с применением пучков  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$  при энергиях 1–2 ГэВ/А показали, что релятивистские столкновения между сложными ядрами ведут к образованию ядер, далеких от линии стабильности [129].

Первые работы по синтезу новых ядер были выполнены на пучках  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{48}\text{Ca}$  с энергией  $\sim 200$  МэВ/А, и тогда было синтезировано около 15 новых экзотических ядер от азота до хлора [130,131].

Реакции фрагментации обладают свойствами, которые приводят к высокой эффективности синтеза новых экзотических ядер. Это, во-первых, возможность получения продуктов реакций в широком диапазоне  $A$  и  $Z$ . Во-вторых, скорости продуктов реакций практически совпадают со скоростью налетающего иона, что позволяет использовать их без последующего ускорения и сепарировать от других продуктов реакций с помощью той же магнитной оптики, что и для первичного пучка. В-третьих, из-за большой переносной скорости продукты реакций имеют угловые распределения, сильно направленные вперед, что существенно повышает геометрическую эффективность их сбора. И, наконец, отношение  $N/Z$  в продуктах реакций чувствительно к отношению числа нейтронов и протонов в бомбардирующем ионе. Экспериментально было показано, что выход, например, нейтронно-избыточных изотопов натрия в реакции с ионами  $^{48}\text{Ca}$  гораздо выше, чем в реакции с ионами  $^{40}\text{Ar}$  [130, 131]. Таким образом, для синтеза нейтронно-избыточных ядер в реакциях фрагментации бомбардирующего иона предпочтительно использовать пучки таких ядер, как  $^{36}\text{S}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  и др. То, что изотопные распределения продуктов реакций сильно коррелируют с отношением  $N/Z$  в бомбардирующем ионе, подтверждают также расчеты [132]. В работе [37] на пучке  $^{48}\text{Ca}$  были синтезированы новые изотопы  $^{27,29,31}\text{F}$ . На пучке  $^{56}\text{Fe}$  (670 МэВ/А) наблюдался самый тяжелый изотоп бора  $^{19}\text{B}$  [36]. Этот изотоп был получен в результате «срыва» с бомбардирующего иона 37 нуклонов (21 протона и 16 нейтронов). В совместных экспериментах Дубна–GANIL (Франция) в реакциях фрагментации при промежуточных энергиях ( $E > 35$  МэВ/А) пучков  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{86}\text{Kr}$  было получено большое количество нейтронно-избыточных изотопов углерода, азота, фтора, неона, аргона, титана, ванадия, хрома, марганца, железа и кобальта [39–42, 133].

В Японии (RIKEN) при энергии пучка ионов  $^{50}\text{Ti}$ , равной 80 МэВ/А, были синтезированы два новых нейтронно-избыточных изотопа  $^{31}\text{Ne}$  и  $^{37}\text{Mg}$  [52], а в совместном эксперименте Дубна–RIKEN на пучке  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 70 МэВ/А впервые наблюдались новые изотопы  $^{38}\text{Mg}$  и  $^{40,41}\text{Al}$  [53]. И, наконец, в реакции фрагментации  $^{48}\text{Ca}$  на ускорителе Мичиганского университета был получен последний стабильный изотоп магния —  $^{40}\text{Mg}$  [195]. Все эти эксперименты убедительно показали, что использование пучков нейтронно-избыточных ядер позволяет получать новые изотопы в реакциях фрагментации бомбардирующего иона с выходами на несколько порядков выше соответствующих выходов в других реакциях. Такие свойства реакций фрагментации бомбардирующих ионов, как узконаправленное вперед угловое распределение продуктов с импульсом, близким к импульсу пучка, эффективно используются при получении пучков радиоактивных ядер. Таким образом, удается «собирать» образующиеся продукты и формировать из них вторичные пучки

радиоактивных ядер. Это новое направление ядерной физики, интенсивно развивающееся в последнее время, дало возможность получать уникальную информацию о структуре экзотических ядер путем измерения таких экспериментальных величин, как сечения реакции, импульсные распределения и корреляции между продуктами развала исследуемых ядер. С использованием пучков радиоактивных ядер были сделаны такие важные открытия, как существование нейтронного гало в  $^{11}\text{Li}$  [1–6], обнаружение  $^{10}\text{He}$  в реакции с пучком  $^{11}\text{Li}$  [43] и др. Таким образом, большие перспективы в изучении экзотических ядер открываются благодаря применению вторичных пучков радиоактивных ядер.

В настоящее время реакции фрагментации пучков тяжелых ионов эффективно используются для синтеза новых экзотических ядер во всех крупных физических центрах и являются основой «фабрик» радиоактивных пучков (GANIL (Франция), GSI (Германия), NSCL (США), RIKEN (Япония) и др.). Даже в случае меньших сечений образования синтезируемых изотопов по сравнению с другими реакциями при фрагментации их выход может быть значительно выше. Это объясняется высокой энергией первичного пучка и, соответственно, большей толщиной мишени, а также более узким угловым распределением продуктов реакции вблизи нуля градусов по отношению к первичному пучку, что способствует увеличению трансмиссии продуктов реакций через магнитные сепараторы. Подробный анализ возможностей реакций фрагментации для синтеза экзотических ядер с использованием кода LISE дается в работе [134].

Кратко представим основные характеристики реакций фрагментации и возможности их использования для синтеза ядер вблизи оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$ . Обычно в реакциях фрагментации получаются ядра с  $Z$  и  $A$  меньшими, чем  $Z$  и  $A$  бомбардирующего тяжелого иона. Между тем, как показано в работе [134], для описания реакций фрагментации могут использоваться статистические методы расчетов. Доказательством статистической природы фрагментации является эффект «памяти» пучка: для более нейтронно-избыточных или нейтронно-дефицитных пучков фрагменты «помнят» избыток нейтронов или протонов пучка. Поэтому для синтеза нейтронно-избыточных легких ядер вблизи оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  наиболее оптимальными являются пучки редких нейтронно-избыточных изотопов, таких как  $^{36}\text{S}$  ( $N = 20$ ) или  $^{48}\text{Ca}$  ( $N = 28$ ).

Приведем основные выражения для оценки выходов вторичных частиц, получаемых в реакции фрагментации. Главными факторами, влияющими на выход ядер, являются: выбор первичного пучка, влияние его энергии на выход, а также выбор оптимальной толщины мишени в соответствии с характеристиками используемого фрагмент-сепаратора.

Для реакций фрагментации необходим правильный выбор оптимальной толщины мишени. Удельные потери иона ( $A, Z$ ) при прохождении мишени

выражаются формулой

$$\Delta E \sim \frac{AZ^2}{E}. \quad (2.1)$$

Неопределенность в распределении импульса фрагмента после прохождения мишени можно определить, исходя из двух граничных условий: реакция произошла в начале ( $i$ ) мишени и реакция произошла в конце мишени ( $f$ ), соответственно:

$$\frac{\Delta p}{p} \sim t \left( \frac{\Delta E_i}{E_i} - \frac{\Delta E_f}{E_f} \right) \sim t \left( Z_i^2 - Z_f^2 \right) / E^2, \quad (2.2)$$

где  $t$  — толщина мишени, а  $Z_{i,f}$  — заряды фрагментов в различных местах мишени.

При этом предполагается, что скорость фрагмента близка к скорости бомбардирующей частицы. Максимум выхода вторичных продуктов для оптимальной толщины мишени  $t$  достигается в том случае, если потери в трансмиссии из-за уширения импульсного распределения будут больше, чем увеличение выхода продуктов за счет толщины мишени.

Выход фрагментов  $Y_s$  пропорционален толщине мишени, угловой и импульсной дисперсии пучка. С учетом приведенных выше зависимостей получаем для выхода фрагментов следующую формулу:

$$Y_s \sim t_{\text{opt}} / (\sigma_\theta \sigma_\varphi \sigma_{\Delta p/p}) \sim E_i^2 E_i^{0,5} E_i^{0,5} E_i^{0,5} = E_i^{7/2}. \quad (2.3)$$

Отсюда видно, что интенсивность вторичного пучка зависит от энергии первичного пучка как  $E^{7/2}$ . Как показано в [135], эта формула применима для значений энергии первичного пучка до 100 МэВ/А. При больших значениях энергии наблюдается уменьшение выхода фрагментов из-за того, что дисперсия импульсного распределения становится намного меньше импульсного захвата используемых фрагмент-сепараторов.

При выборе  $A$  и  $Z$  первичного пучка необходимо иметь в виду, что число фрагментов должно быть пропорционально  $Z$ . Учитывая энергетические потери  $\Delta E/E \sim AZ^2/(\Delta E \cdot E) \sim Z^2$ , можно окончательно получить зависимость выхода фрагментов от заряда пучка  $\sim 1/Z^3$ . Таким образом, очевидно, что для получения максимального выхода фрагментов первичный пучок должен быть как можно легче. Для расчетов выходов продуктов реакций фрагментации необходимо знать сечение образования того или иного изотопа. Универсальная параметризация сечения реакции фрагментации была впервые предложена в [172], соответствующий код получил название ЕРАХ. При параметризации ЕРАХ предполагается, что изотопное распределение описывается аналитической формулой в виде распределения Гаусса с параметрами, которые изменяются плавно как функция массы фрагментов. Разработанный подход не является универсальным. Его можно применять в предположении, что выходы фрагментов не зависят от энергии налетающих снарядов. Этот метод обычно используется для описания фрагментации налетающих ионов средней

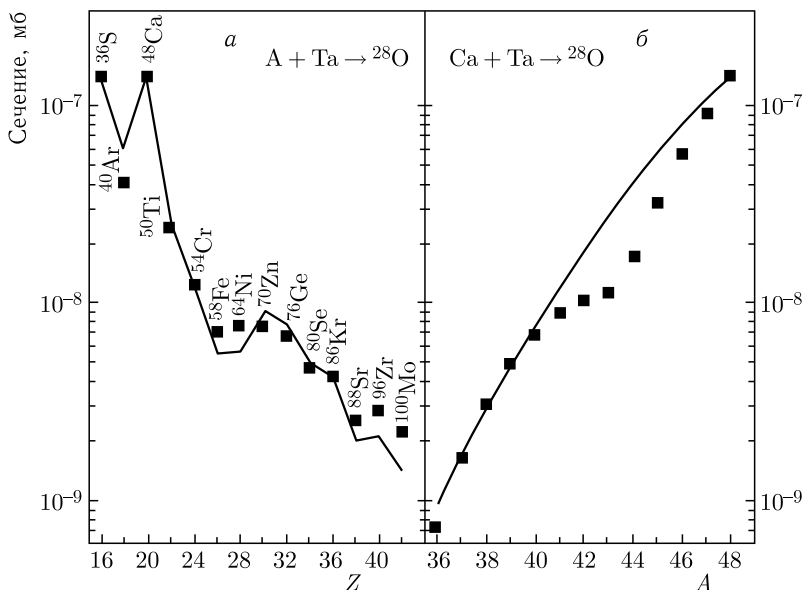


Рис. 2.1. Расчетные значения сечений образования изотопов  $^{28}\text{O}$  [178] в реакции фрагментации нейтронно-избыточных пучков ионов от серы до молибдена ( $A$ ) (а) и в зависимости от массы ускоренных изотопов кальция (б)

массы. На основе многочисленных сравнений экспериментальных и расчетных значений выходов фрагментов показано, что код ЕРАХ хорошо описывает реакции для масс бомбардирующих ионов в области  $A \sim 40$  и энергий больше  $40 \text{ МэВ}/A$ .

В работе [135] зависимость сечения реакции фрагментации от атомного номера пучка определяется квадратичной функцией. Однако лучшее согласие с экспериментом дает экспоненциальная зависимость. На рис. 2.1 представлены сечения образования изотопов  $^{28}\text{O}$  в реакции фрагментации нейтронно-избыточных пучков от серы до молибдена (слева) и различных изотопов кальция (справа). В качестве материала мишени был выбран тантал. Сплошной кривой справа на рис. 2.1 представлена аналитическая зависимость

$$\sigma(N_{\text{beam}}, Z_{\text{beam}}) \sim \exp[-0,1763(Z_{\text{beam}} - 8) - 15,08 + 5,749f_{NZ}^2 - 4,65_{NZ}], \quad (2.4)$$

где  $f_{NZ} = (N/Z)_{\text{beam}} - 1,25$ .

Функция  $f_{NZ}$  вводится, чтобы учесть нейтронный избыток в ядрах пучка. Для приближенной оценки сечения можно использовать упрощенное выражение

$$\sigma = \exp(-0,1763Z_{\text{beam}}). \quad (2.5)$$

В настоящее время для расчетов выходов ядер у границ нуклонной стабильности используется программа LISE [134], которая в большинстве случаев дает удовлетворительное описание экспериментальных результатов.

Несмотря на то, что эта оценка интенсивности вторичного пучка довольно грубая, она позволяет сделать вывод о том, что энергия первичного пучка не является основным фактором увеличения выхода нейтронно-избыточных изотопов легких ядер. Этот вывод применим лишь для получения ядер методом фрагментации.

Таким образом, для получения нейтронно-избыточных изотопов выгоднее использовать первичный пучок нейтронно-избыточных ядер с атомным номером, наиболее близким к синтезируемому продукту.

## 2.4. Реакции с тяжелыми ионами, сопровождающиеся эмиссией быстрых частиц

Эти реакции в конце 1970-х и в 1980-х гг. привлекли внимание физиков необычным механизмом образования быстрых частиц. Еще в 1961 г. в работе [125] наблюдались две компоненты в распределении  $\alpha$ -частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. Одна из них — это испарительные  $\alpha$ -частицы, вторая компонента — высокоэнергетичная, с направленным сильно вперед угловым распределением и с максимальным выходом при энергии, соответствующей скорости бомбардирующего иона.

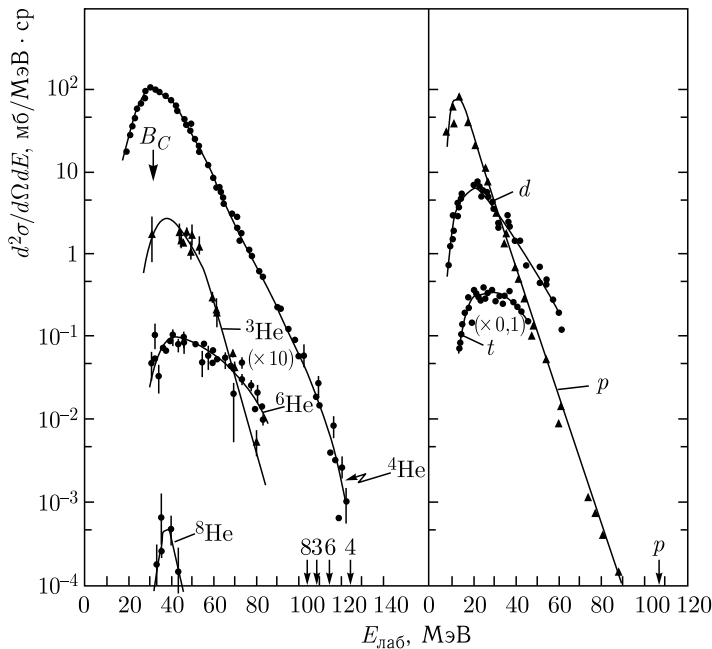


Рис. 2.2. Энергетические спектры изотопов водорода и гелия, измеренные в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (178 МэВ) под углом  $0^\circ$ . Стрелка при  $B_C$  обозначает выходной кулоновский барьер. Стрелки на оси  $E_{\text{лаб}}$  обозначают кинематические пределы для разных частиц [126]

Дальнейшие эксперименты показали, что в реакциях с ионами тяжелее  $^{12}\text{C}$  с заметным сечением идет испускание и более тяжелых заряженных частиц [126].

Феноменологическая модель, основанная на предположении, что часть налетающего иона передается ядру мишени, а остаток летит вперед, достаточно хорошо воспроизводит сечения образования изотопов с  $Z = 1-4$ . В то же время другие характеристики процесса нельзя было объяснить в рамках одной модели [127]. Из рис. 2.2 видно, что энергетические спектры разных частиц экспоненциально падают с ростом энергии частиц до момента, когда эта энергия всего на несколько МэВ отличается от максимально возможного значения, допустимого законами сохранения энергии и импульса в случае двухтельного механизма реакции [126, 128].

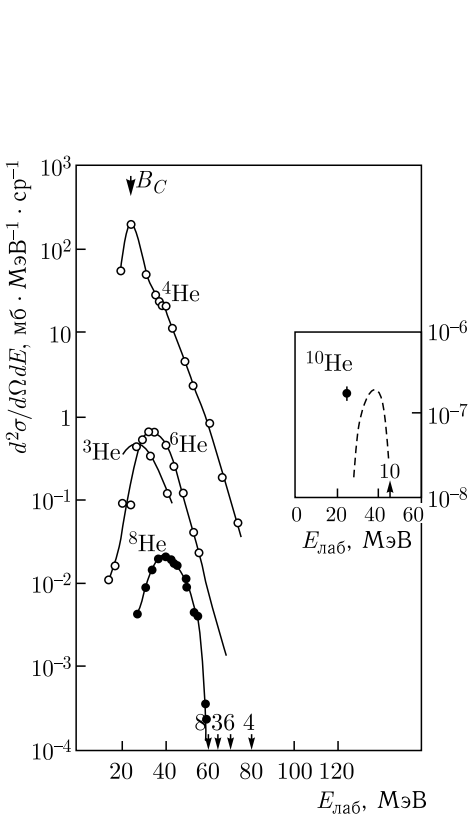


Рис. 2.3. Энергетические спектры изотопов гелия, измеренные в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$  (89 МэВ) под углом  $20^\circ$ . Обозначения те же, что на рис. 2.2. На вставке показана предполагаемая форма энергетического спектра ядра  $^{10}\text{He}$  [124]

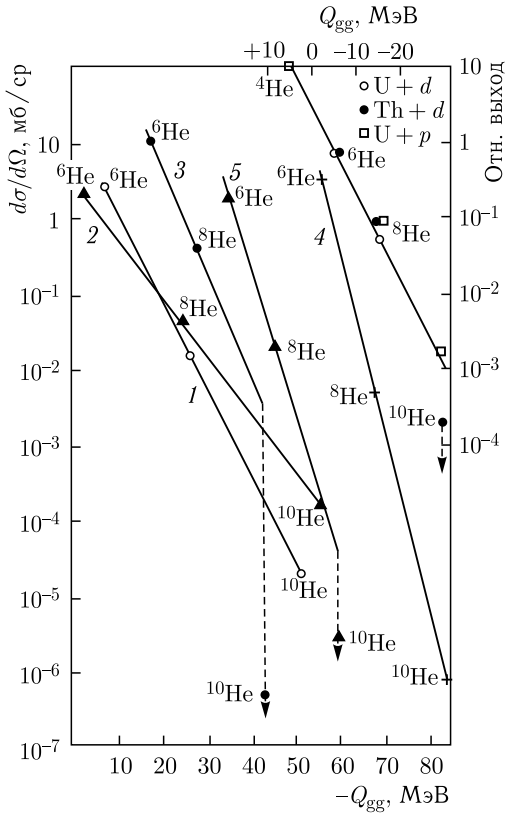


Рис. 2.4. Зависимость выходов гелиевых изотопов от  $Q$ -реакции для реакций с дейтронами, протонами и тяжелыми ионами  $^{15}\text{N}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{10,11}\text{B}$  [124]: 1 —  $^{56}\text{Fe} + ^{22}\text{Ne}$  ( $0^\circ$ ); 2 —  $^{56}\text{Fe} + ^{10}\text{B}$  ( $20^\circ$ ); 3 —  $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$  ( $20^\circ$ ); 4 —  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  ( $0^\circ$ ); 5 —  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  ( $40^\circ$ )



Когда энергия частиц равна энергии на кинематическом пределе, образовавшиеся в выходном канале два ядра находятся в основном состоянии. Разница, наблюдаемая между экспериментальным и расчетным значениями граничной энергии, определяется угловым моментом остаточного тяжелого ядра, который зависит от энергии бомбардирующего иона и от типа испускаемой частицы. Например, в случае эмиссии ядер бериллия их энергия достигает кинематического предела с относительно большим сечением ( $\sim 10^{-30}$  см<sup>2</sup>/(МэВ·ср)). Исходя из наблюдаемого эффекта, можно полагать, что реакции с испусканием быстрых частиц могут быть применены для синтеза экзотических ядер. В этих реакциях была сделана попытка синтезировать такие экзотические ядра, как <sup>10</sup>Ne, <sup>14</sup>Be и др.

Поиски ядра <sup>10</sup>Ne были проведены в реакции <sup>232</sup>Th + <sup>11</sup>B (89 МэВ) [124], выбранной среди нескольких других из-за того, что выход легких заряженных частиц (особенно изотопа <sup>8</sup>He) в этой реакции оказался намного больше, чем в других. Энергетические спектры гелиевых изотопов, измеренные в этом эксперименте, показаны на рис. 2.3. Экстраполяция сечений образования известных нуклонно-стабильных изотопов гелия дала ожидаемое значение сечения образования <sup>10</sup>Ne в этой реакции:  $\sim 5 \cdot 10^{-30}$  см<sup>2</sup>/ср (рис. 2.4). Однако полученная в эксперименте верхняя граница образования <sup>10</sup>Ne оказалась всего лишь  $\sim 5 \cdot 10^{-34}$  см<sup>2</sup>/ср. Этот результат может быть объяснен нестабильностью ядра <sup>10</sup>Ne.

## 2.5. Реакции перезарядки

В зарядово-обменных реакциях (реакциях перезарядки) идет замена одного или нескольких протонов одним или несколькими нейтронами. Самые простые реакции этого типа —  $(p, n)$  или  $(n, p)$ . В этом случае, хотя и происходит изменение заряда ядра, его массовое число сохраняется.

Реакции двойной перезарядки, вызванные  $\pi$ -мезонами ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ), занимают особое место в поисках экзотических ядер, таких как  $4n$ , <sup>5</sup>H, <sup>6</sup>H, <sup>7</sup>H, <sup>9</sup>He [177]. В реакции <sup>11</sup>B( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ )<sup>11</sup>Li с большой точностью определена масса <sup>11</sup>Li и наблюдался возбужденный уровень при энергии  $E^* = (1, 2 \pm 0, 1)$  МэВ, что интерпретировалось как обнаружение мягкого дипольного резонанса в этом ядре [189]. Измерение массы ядра <sup>9</sup>He в реакции на  $\pi$ -мезонах [136] позволило сделать вывод о том, что ядро <sup>10</sup>Ne может оказаться более стабильным, чем предсказывалось разными моделями, и тем самым это явилось стимулирующим фактором для его дальнейшего поиска. Реакции перезарядки идут с большим сечением и при использовании тяжелых ионов. Первые работы с применением двойной перезарядки на тяжелых ионах [137, 138] показали, что сечение реакции растет с энергией бомбардирующего иона и что угловые распределения направлены вперед. Кроме того, в работах [139, 140] было показано, что в реакциях перезарядки образуются ядра в основном состоянии. На рис. 2.5 представлена систематика известных сечений реак-

ций однократной и двойной перезарядки, ведущих к образованию конечных ядер в основном состоянии. Можно сделать вывод, что эти сечения коррелируют со значением  $Q$ -реакции. Экспериментальные точки до значений  $Q$ -реакции около  $-20$  МэВ получены при энергиях пучка до  $10$ – $15$  МэВ/А, результаты при более отрицательных значениях  $Q$  — при энергиях пучка порядка  $25$ – $35$  МэВ/А. По-видимому, сечение реакции перезарядки, помимо  $Q$ -реакции, зависит и от энергии бомбардирующего иона. Такой вывод сделан в работах [137, 141, 142], в которых изучался вопрос о влиянии энергии бомбардирующего иона на механизм реакции перезарядки: есть ли это прямая перезарядка или последовательный обмен протона(ов) на нейтрон(ы). Механизм такой реакции зависит не только от энергии, но и от того, какие уровни заселяются, т. е. существенное влияние оказывает также структура взаимодействующих ядер. В работе [143] на примере реакций  $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$ ,  $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{B})$ ,  $(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})$ ,  $(^{13}\text{C}, ^{13}\text{B})$  была показана высокая избирательность реакций перезарядки. Подбирая подходящую комбинацию мишень – бомбардирующий ион, можно добиться заселения разных конечных состояний с большим или меньшим значением сечения.

Например, в реакции  $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$  преобладает заселение состояний с  $\Delta S = 1$ , т. е. с необычной четностью (unnatural parity), тогда как в реакции  $(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})$ , где  $\Delta S = 0$ , доминируют переходы без переворота спина (non-spin-flip), а в реакции  $(^{13}\text{C}, ^{13}\text{B})$  имеют место оба типа заселения уровней, однако переходы  $\Delta S = 1$  более вероятны (рис. 2.6).

В связи с тем, что сечения реакций перезарядки на тяжелых ионах оказались относительно большими и эти реакции являются оптимальными при заселении отдельных уровней, был сделан вывод о возможности их использования для синтеза ядер вблизи границы нуклонной стабильности. Так, в реакциях  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})^9\text{He}$  и  $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$  изучалось ядро  $^9\text{He}$  [144, 145]. Полученное сечение образования  $^9\text{He}$  в основном состоянии составило  $\sim 40$  нб/ср. В работе [146] в реакции  $(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})$  на мишени  $^{13}\text{C}$  изучалось ядро  $^{13}\text{Be}$ , а в [147] в реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{Li})$  — ядро  $^{11}\text{Li}$ . В реакции двойной перезарядки  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$  с высокой точностью была определена масса ядра  $^{10}\text{He}$  и обнаружено два возбужденных уровня [44]. Сечение образования  $^{10}\text{He}$  в этой реакции составило  $140$  нб/ср.

Таким образом, реакции перезарядки с тяжелыми ионами являются хорошим инструментом при изучении экзотических ядер. Уместно еще раз

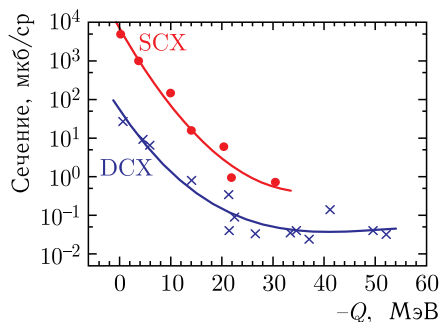


Рис. 2.5. Систематика известных сечений реакций однократной (SCX) и двойной (DCX) перезарядки, полученных на пучках тяжелых ионов, ведущих к образованию конечных ядер в основном состоянии, в зависимости от  $Q$ -реакции

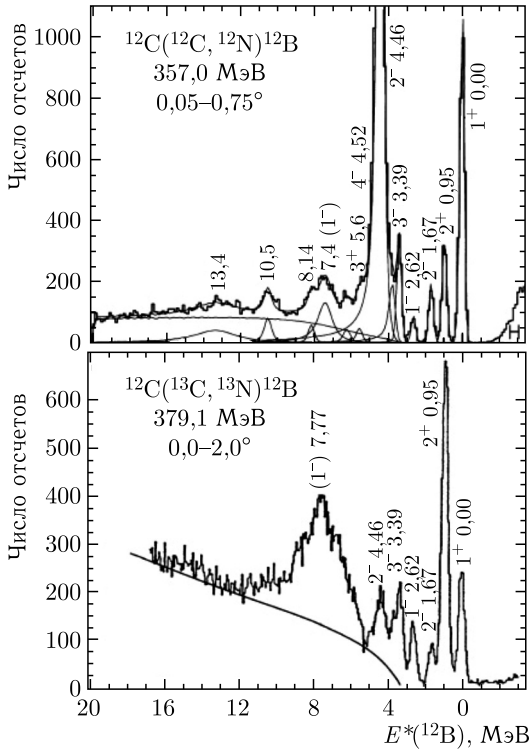


Рис. 2.6. Спектры  $^{12}\text{N}$  и  $^{13}\text{N}$ , показывающие разные вероятности заселения уровней  $^{12}\text{B}$  в реакциях  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})^{12}\text{B}$  на мишени со спином  $0^+$ , в результате переходов  $0^+ \rightarrow 1^+$  и  $1/2^- \rightarrow 1/2^-$  в бомбардирующем ядре. Хорошо видно, что в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$  состояния с аномальной четностью проявляются сильнее по сравнению с их партнерами из мультиплета [143]

отметить, что механизм этих реакций в определенных условиях можно рассматривать как частный случай механизма реакций передачи, о которых пойдет речь ниже.

## 2.6. Особенности реакций передачи для спектроскопии легких экзотических ядер

Под такими реакциями мы имеем в виду реакции типа  $A(a, b)B$ , в которых идет обмен протонами и/или нейтронами между ядром мишени и бомбардирующим ионом, что приводит к образованию ядер  $b$  и  $B$  в выходном канале. Такая передача может осуществляться в несколько этапов (последовательная передача).

В работе [25] представлен подробный обзор информации о легких экзотических ядрах в таких реакциях. Использование этих реакций показывает эффективность этого метода для изучения экзотических ядер. При передаче трех-пяти нуклонов стало возможным достигнуть границы нейтронной стабильности для ядер с массовым числом  $A < 16$  и обнаружить несвязанные ядра за этой границей в виде резонансов. Так, например, с использованием реакций передачи и пучков  $^{12,13,14}\text{C}$ ,  $^{14,15}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$  на ускорительном комплексе тяжелых ионов в Берлине изучались ядра  $^{7-10}\text{He}$ ,  $^{10,11}\text{Li}$ ,  $^{10-14}\text{Be}$ ,  $^{14-16}\text{B}$

[13, 44, 45, 142–146, 148–151], а с пучком  $^{11}\text{B}$  на ускорителе У400 ЛЯР (Дубна) и ускорителе в NSCL (Мичиган) — ядра  $^{11}\text{Li}$  и  $^{13}\text{Be}$  [48, 147].

Необходимо отметить, что сечения реакций малонуклонных передач, ведущих к основным состояниям в конечных экзотических ядрах, могут быть очень малы. Диапазон сечений простирается от нескольких нанобарн до микробарн. Оценку сечений реакций синтеза ядер в области границы нуклонной стабильности сделать весьма трудно. Однако на основании литературных данных можно предположить, что выход искомым ядрам зависит от многих факторов, таких как число переданных нуклонов, значения  $Q$ -реакции, структура участвующих в реакции ядер, угол регистрации, энергия бомбардирующего тяжелого иона. Также показано, что сечения реакций передачи являются относительно большими лишь в случае выполнения определенных условий [152, 153]. Эти условия связаны с сохранением импульса и углового момента в начальном и конечном ядрах и определяются следующими выражениями:

$$\Delta k = k_0 - \lambda_1/R_1 - \lambda_2/R_2 \approx 0, \quad (2.6)$$

$$\Delta L = \lambda_2 - \lambda_1 + 1/2k_0(R_1 - R_2) + Q_{\text{eff}}R/(\hbar v) \approx 0, \quad (2.7)$$

где  $Q_{\text{eff}}$  рассчитывается как

$$Q_{\text{eff}} = Q - (Z_1^f Z_2^f - Z_1^i Z_2^i) e^2 / R. \quad (2.8)$$

Здесь  $Z_{1,2}^{f,i}$  — атомные номера ядер в конечном и в начальном состояниях;  $R_{1,2}$  — радиусы двух ядер,  $R = R_1 + R_2$ ;  $k_0 = mv/\hbar$  — импульс переданного нуклона;  $\lambda_1, \lambda_2$  — проекции орбитальных угловых моментов  $l_1$  и  $l_2$  переданного нуклона в начальном и конечном состоянии;  $v$  — относительная скорость двух взаимодействующих ядер в области передачи. Величина  $Q_{\text{eff}}$  равняется  $Q$ -реакции, если переданная частица незаряженная. Показано, что в реакциях с легкими ядрами коррекцией для зарядов можно пренебречь и  $Q_{\text{eff}} \approx Q$ . Третье условие требует, чтобы суммы  $l_1 + \lambda_1$  и  $l_2 + \lambda_2$  были четными числами. Отклонения от этих условий приводят к уменьшению сечения реакций передачи нуклонов на определенные конечные состояния.

Механизм реакций одно-, двух-, трех- и т. д. нуклонных передач подробно рассмотрен в работе [154].

Систематика сечений образования ядер в основном состоянии в реакциях передачи разного числа нуклонов в зависимости от  $Q$ -реакции была получена в работе [145] и представлена на рис. 2.7. Эта систематика основана на результатах измерения сечений на пучках  $^{12,13,14}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  при энергиях 24–30 МэВ/А и мишенях из  $^9,^{10}\text{Be}$  и  $^{13,14}\text{C}$ . Из рис. 2.7 видно, что сечения реакций передачи разного числа нуклонов коррелируют с величиной  $Q$ -реакции. Так, наблюдается 10-кратное увеличение сечения, когда значение  $Q$ -реакции больше на 30–40 МэВ при передаче четырех нуклонов ( $4N$ ), на 20–30 МэВ при передаче трех нуклонов ( $3N$ ) и на 15–20 МэВ при передаче двух нуклонов ( $2N$ ), т. е. в среднем получается, что имеет место 10-кратный

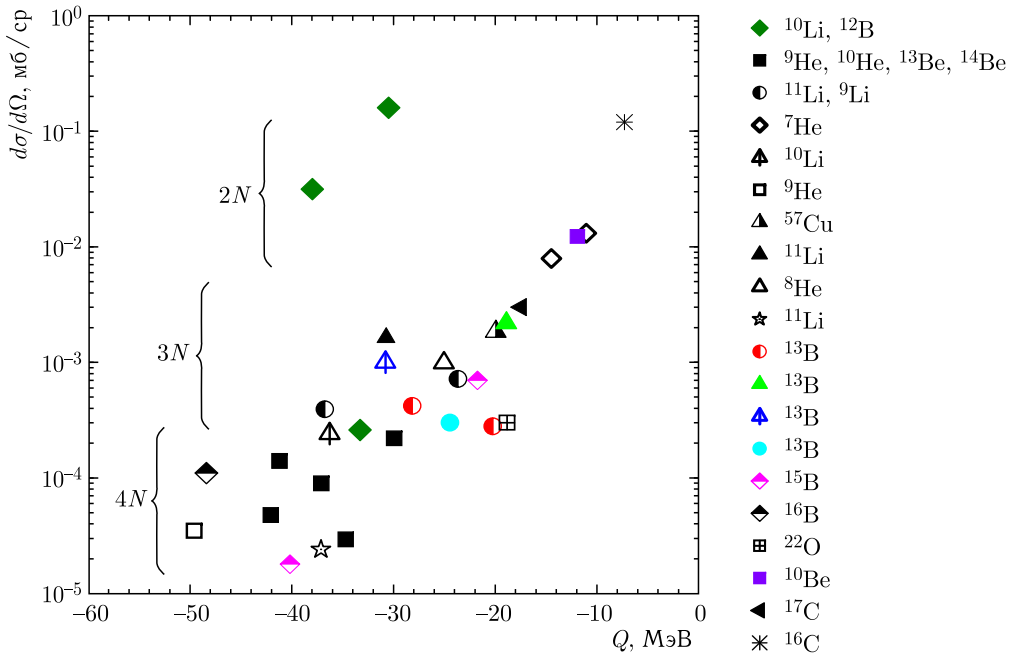


Рис. 2.7. Систематика сечений реакций передачи нескольких нуклонов в зависимости от величины  $Q$ -реакции [145]

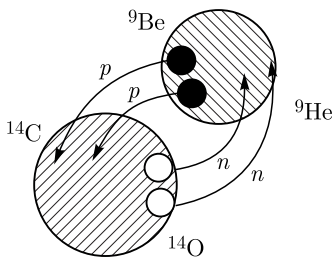


Рис. 2.8. Механизм передачи в реакции двойной перезарядки  $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$

выигрыш в сечении образования изотопа, когда величина  $Q$ -реакции на 10 МэВ на каждый переданный нуклон более положительна. Из рисунка также следует, что в некоторых случаях более выгодно использовать реакцию, в которой передается меньшее число нуклонов, чем реакцию с менее отрицательным значением  $Q$ .

Попытаемся на конкретных примерах представить описание реакций, идущих с захватом протонов и срывом нейтронов. Примерами таких реакций являются реакции  $(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})$  и  $(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})$ , приводящие к образованию  $^9\text{He}$  (рис. 2.9) при передаче четырех нуклонов: двух протонов и двух нейтронов. При энергиях бомбардирующих ионов меньше 35 МэВ/А вклад прямого зарядового обмена в результате  $NN$ -взаимодействия незначителен [155]. Поэтому эти реакции можно рассматривать как двухступенчатые процессы с эффективными спектроскопическими амплитудами [156]. На рис. 2.8 схематично показан механизм такой передачи в реакции  $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$ : два нейтрона передаются на мишень бомбардирующим ионом (первая ступень) и два протона передаются в обратном направлении (вторая ступень) или наоборот.

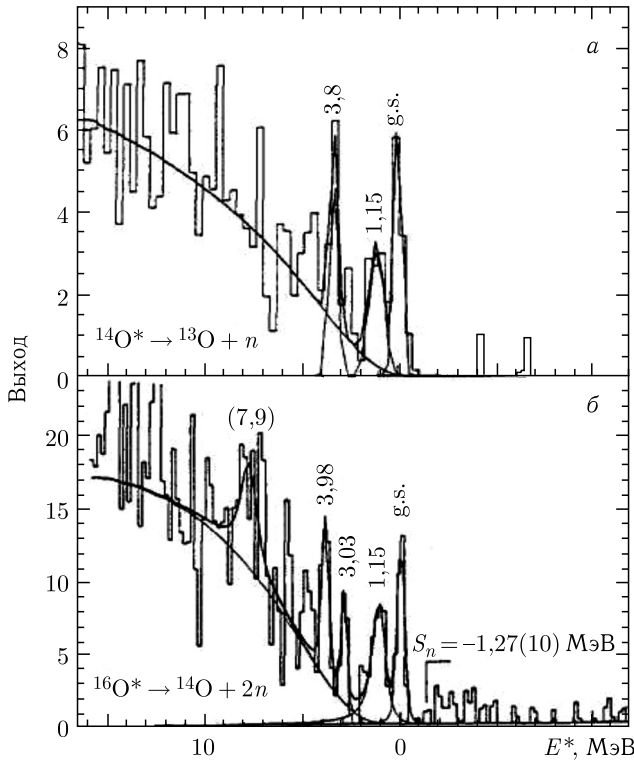


Рис. 2.9. Энергетические спектры, измеренные в реакциях: а)  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$  (381 МэВ,  $2,5^\circ$ ), б)  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  (337 МэВ,  $4,6\text{--}6,4^\circ$ ) [144, 145]

В результате для реакции  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  имеют место следующие процессы:

	1-я ступень	2-я ступень
$(2n2p)$ :	${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{12}\text{C})$	${}^{11}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$
$(2p2n)$ :	${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{16}\text{O})$	${}^7\text{He}({}^{16}\text{O}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$

или для реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ :

$(2n2p)$ :	${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{C})$	${}^{11}\text{Be}({}^{11}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$
$(2p2n)$ :	${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{O})$	${}^7\text{He}({}^{15}\text{O}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$

Сечение образования  ${}^9\text{He}$  равняется когерентной сумме  $(2n2p)$ - и  $(2p2n)$ -амплитуд передачи. Спектроскопическая информация получена для ядра  ${}^9\text{He}$  в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ . Сечения этой реакции измерены под углом  $\theta_{\text{лаб}} = 2,5^\circ$  и составляют 30–50 нб/ср [144].

Двухступенчатый механизм, с помощью которого описываются эти сечения, включает переходы, указанные на рис. 2.10. В этом случае промежуточными каналами реакции являются  ${}^{11}\text{C} + {}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{15}\text{O} + {}^7\text{He}$ . Пары нейтронов и протонов рассматриваются как кластеры со спином  $0^+$ .

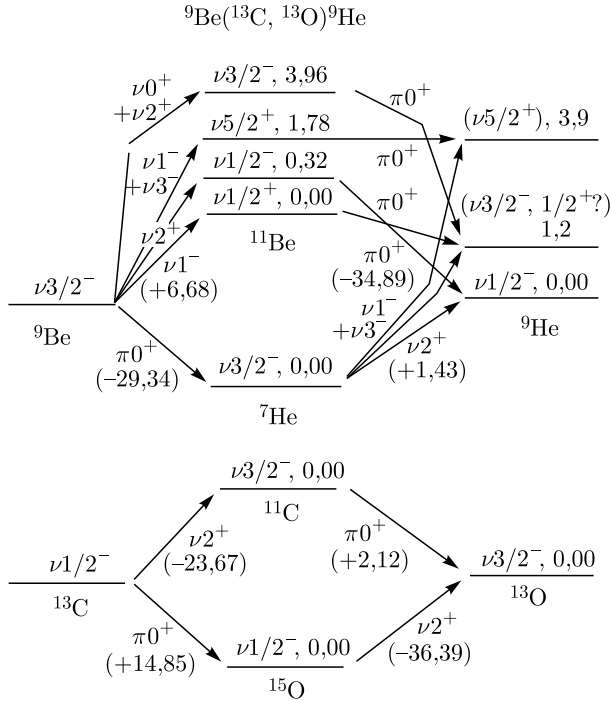


Рис. 2.10. Переходы на различные уровни ядра  ${}^9\text{He}$ , осуществляемые в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ . Изменение энергий связи указано в скобках. Указаны и переданные спины. Двухступенчатый механизм для переходов в ядре мишени (вверху) и для переходов в бомбардирующем ионе (внизу). Расстояния между уровнями представлены схематически

Обмен нуклонами происходит путем переходов нейтронов и протонов как в бомбардирующем ядре, так и в ядре мишени. Эти переходы обладают следующими спектроскопическими амплитудами (связанные состояния обозначены через  $\varphi_{nlj}(2n)$  и  $\varphi_{nlj}(2p)$ , а состояния в конечном ядре через  $J^\pi$ ):

- $(2n2p)$ , бомбардирующий ион:  $A_{2\nu 2\pi}^{\text{proj}}({}^{13}\text{C}_{1/2^-} \rightarrow {}^{13}\text{O}_{3/2^-}) \sim$   
 $\sim A_{2\nu}^{\text{proj}}({}^{11}\text{C}_{3/2^-}, \varphi_{nlj}^{\text{proj}}(2n) | {}^{13}\text{C}_{1/2^-}) \otimes A_{2\pi}^{\text{proj}}({}^{11}\text{C}_{3/2^-}, \varphi_{nlj}^{\text{proj}}(2p) | {}^{13}\text{O}_{3/2^-}),$
- $(2n, 2p)$ , мишень:  $A_{2\nu 2\pi}^{\text{targ}}({}^9\text{Be}_{3/2^-} \rightarrow {}^9\text{He}_{J^\pi}) \sim$   
 $\sim A_{2\nu}^{\text{targ}}({}^9\text{Be}_{3/2^-}, \varphi_{nlj}^{\text{targ}}(2n) | {}^{11}\text{Be}_{J^\pi}) \otimes A_{2\pi}^{\text{targ}}({}^9\text{He}_{J^\pi}, \varphi_{nlj}^{\text{targ}}(2p) | {}^{11}\text{Be}_{J^\pi}),$
- $(2p, 2n)$ , бомбардирующий ион:  $A_{2\pi 2\nu}^{\text{proj}}({}^{13}\text{C}_{1/2^-} \rightarrow {}^{13}\text{O}_{3/2^-}) \sim$   
 $\sim A_{2\pi}^{\text{proj}}({}^{13}\text{C}_{3/2^-}, \varphi_{nlj}^{\text{proj}}(2p) | {}^{15}\text{O}_{1/2^-}) \otimes A_{2\nu}^{\text{proj}}({}^{13}\text{O}_{3/2^-}, \varphi_{nlj}^{\text{proj}}(2n) | {}^{15}\text{O}_{1/2^-}),$
- $(2p, 2n)$ , мишень:  $A_{2\pi 2\nu}^{\text{targ}}({}^9\text{Be}_{3/2^-} \rightarrow {}^9\text{He}_{J^\pi}) \sim$   
 $\sim A_{2\pi}^{\text{targ}}({}^7\text{He}_{3/2^-}, \varphi_{nlj}^{\text{targ}}(2p) | {}^9\text{Be}_{3/2^-}) \otimes A_{2\nu}^{\text{targ}}({}^7\text{He}_{3/2^-}, \varphi_{nlj}^{\text{targ}}(2p) | {}^9\text{He}_{J^\pi}).$

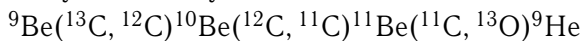
В бомбардирующем ионе (рис. 2.10, внизу) осуществляются лишь переходы между основными состояниями, так как, с одной стороны, ядро  ${}^{13}\text{O}$

может быть зарегистрировано только в основном состоянии (его возбужденные состояния несвязаны), а с другой — переходы высшего порядка через возбужденные состояния ядер  $^{11}\text{C}$  и  $^{15}\text{O}$  маловероятны [156].

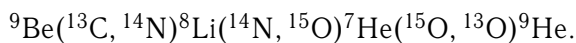
Несколько иная ситуация при переходах в ядре мишени (рис. 2.10, сверху):  $^9\text{Be}_{3/2^-} \rightarrow ^9\text{He}_{J^\pi}$  ( $J^\pi = 1/2^-$  для основного состояния и  $1/2^+$ ,  $5/2^+$ ,  $3/2^-$  для возбужденных состояний). Низколежащие уровни  $^9\text{He}$  формируются исключительно нейтронными возбуждениями, поскольку два протона очень сильно связаны в ядре кора  $^4\text{He}$ . В результате уровни в  $^9\text{He}$  заселяются в двухступенчатой передаче двух нейтронов ( $2n$ ), независимо от того, была эта ступень первой или второй. Если это была первая ступень, т. е. заселение шло через состояния ядра  $^{11}\text{Be}$ , то уже в промежуточной реакции характеристики уровней  $^9\text{He}$  предопределены — это видно из рис. 2.10, где стрелками связываются уровни  $^{11}\text{Be}$  с уровнями  $^9\text{He}$  с одними и теми же спинами и четностями. Срыв  $2p$  на второй ступени, с  $\pi 0^+$ , не меняет  $J^\pi$ -нейтронные конфигурации. Этот факт может быть использован для идентификации спина и четности уровней  $^9\text{He}$  на основе сравнения вероятности их заселения с вероятностью заселения известных состояний в ядре  $^{11}\text{Be}$ . Когда заселение уровней  $^9\text{He}$  идет через  $^7\text{He}$ , нейтронная пара (во второй ступени) передается на соответствующие орбиты.

В [156] разработана концепция полуэмпирического расчета вероятностей заселения уровней ядра  $^9\text{He}$ . Из вышесказанного следует, что передача двух нейтронов ( $2n$ ) либо в первой, либо во второй ступени заселяет одни и те же  $J^\pi$ -конфигурации приблизительно с одинаковой спектроскопической амплитудой. То же самое можно сказать и о передаче двух протонов ( $2p$ ). Поэтому вероятность перехода во второй ступени пропорциональна величине  $A_{2\nu}^{\text{targ}} \times A_{2\pi}^{\text{targ}}$  для переходов в ядре мишени в случае обеих двухступенчатых амплитуд ( $2n2p$ ) и ( $2p2n$ ) и величине  $A_{2\nu}^{\text{proj}} \times A_{2\pi}^{\text{proj}}$  для переходов в бомбардирующем ионе. В этом приближении экспериментально определенная спектроскопическая амплитуда первой ступени, например, ( $2n2p$ ) может быть использована также и во втором двухступенчатом процессе ( $2p2n$ ) в качестве спектроскопической амплитуды второй ступени. Тогда дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$  пропорционально  $[(A_{2\nu}^{\text{targ}} \times A_{2\nu}^{\text{proj}}) \times (A_{2\pi}^{\text{targ}} \times A_{2\pi}^{\text{proj}})]^2 = [A_{2\nu} \times A_{2\pi}]^2$ .

Кроме двухступенчатых можно учесть вклад от трех- и четырехступенчатых процессов путем рассмотрения передачи отдельных нуклонов, которые идут, например, следующими ступенями:



или



В этом случае, как показано на рис. 2.11, кроме двух двухступенчатых амплитуд, имеют место еще шесть трех- и шесть четырехступенчатых амплитуд. Однако вклад этих процессов составляет малую часть полного сечения. Можно считать, что измеренные спектроскопические амплитуды для



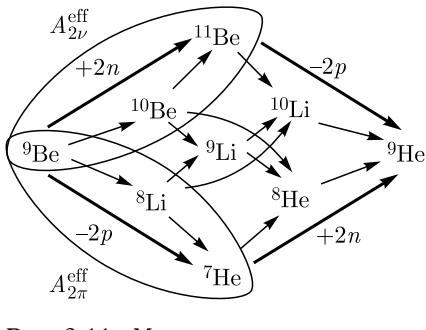


Рис. 2.11. Многоступенчатые вклады для переходов в ядре мишени, ведущих к ядру  ${}^9\text{He}$ . Обведены вклады в эффективные спектроскопические амплитуды первой ступени  $A_{2\nu}^{\text{eff}}$  и  $A_{2\pi}^{\text{eff}}$

нейтронных и протонных пар включают в себя на самом деле вклады амплитуд высшего порядка, таких как передача отдельных нуклонов и неупругого рассеяния. Следовательно, произведение спектроскопических амплитуд, полученных в эксперименте, является эффективной спектроскопической амплитудой  $A_{2\nu}^{\text{eff}} = A_{2\nu}^{\text{eff,targ}} \times A_{2\nu}^{\text{eff,proj}}$  (аналогично для  $A_{2\pi}^{\text{eff}}$ ).

Используя одни и те же эффективные спектроскопические амплитуды  $A_{2\nu}^{\text{eff}}$  и  $A_{2\pi}^{\text{eff}}$  в первой и второй ступенях передачи (рис. 2.11), мы уже учитываем четыре из шести трех- и две из шести четырехступенчатых амплитуд. Описанная концепция

эффективных спектроскопических амплитуд (ESAC) была применена для описания сечения и угловых распределений, полученных в экспериментах по спектроскопии ядер  ${}^8,9,10\text{He}$ .

Двухступенчатые расчеты обычно проводятся по программе FRESKO [157] в рамках модели связанных каналов с применением на второй ступени тех же величин  $A^{\text{eff}}$ , которые используются и на первой ступени. Что касается реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{C}){}^{11}\text{Be}$ , то сечения реакций, соответствующих первому шагу, были определены экспериментально. Спектры, измеренные для этой реакции, показаны на рис. 2.12. Здесь также указаны спины и четности уровней  ${}^{11}\text{Be}$ . Кроме того, были измерены угловые распределения возбужденного состояния  ${}^{11}\text{Be}^*(1/2^-)$  и основного состояния  ${}^7\text{He}(3/2^-)$

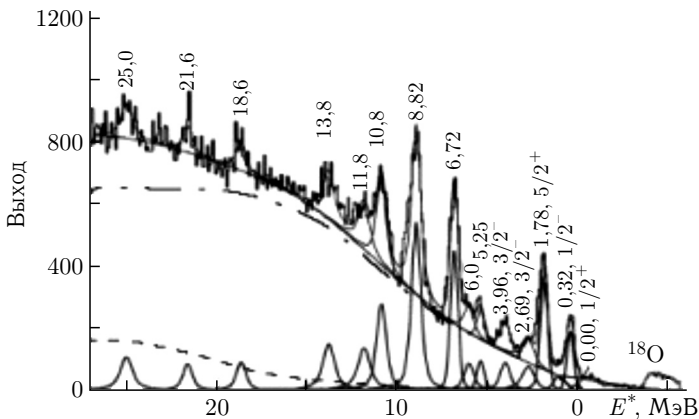


Рис. 2.12. Энергетические спектры, измеренные в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{C}){}^{11}\text{Be}$  (379 МэВ,  $6^\circ$ ) [156]

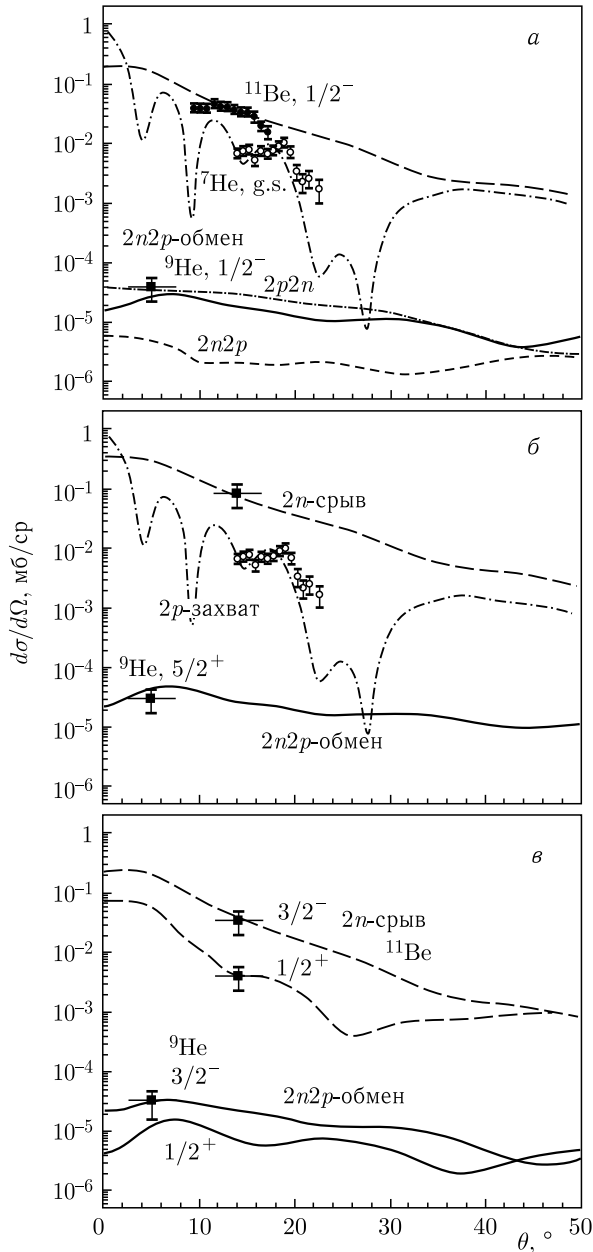


Рис. 2.13. Сравнение результатов двухступенчатых расчетов с экспериментальными данными для сечений заселения уровней в ядре  $^9\text{He}$ : а) для основного  $1/2^-$  состояния; б) для  $5/2^+$  состояния; в) для  $1/2^+$  и  $3/2^-$  первого возбужденного состояния (см. текст) [156]

(рис. 2.13). Значения  $A_{2\pi}^{\text{eff}}$  и  $A_{2\nu}^{\text{eff}}$  определялись на основе сравнения расчетов с экспериментальными сечениями для заселения основного состояния  ${}^7\text{He}$  и уровней  ${}^{11}\text{Be}$  соответственно.

Результаты расчетов для реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$  показаны на рис. 2.13. На рис. 2.13, а, б для уровней  $1/2^-$  и  $5/2^+$  приведены экспериментальные сечения промежуточных каналов реакции (темными символами для  ${}^{11}\text{Be}$ , светлыми — для  ${}^7\text{He}$ ). Здесь же представлены расчетные значения (для канала срыва  $2n$  штриховой, для захвата  $2p$  — штрихпунктирной кривой). На рис. 2.13, в показан расчет когерентной суммы амплитуд  $2n2p$ - и  $2p2n$ -обмена (сплошная кривая). Видно, что двухступенчатые расчеты сечений заселения уровней в пределах погрешности согласуются с измеренными, причем без дополнительной нормализации.

Наблюдаемое хорошее согласие позволило использовать этот метод для расчета углового распределения первого возбужденного состояния  ${}^9\text{He}$ , которому приписываются значения  $J^\pi = 1/2^+$  или  $3/2^-$ . Соответствующие сечения заселения уровней в  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^9\text{He}$  показаны на рис. 2.13, в. Лучшее согласие между расчетным и экспериментальным значениями получается в случае  $J^\pi = 3/2^-$ . Это значение согласуется также с измеренной шириной резонанса с  $E^* = 1,15$  МэВ, равной  $\Gamma = 0,7(1)$  МэВ.  $R$ -матричный расчет дает  $\Gamma = 0,7-0,8$  МэВ для  $J^\pi = 3/2^-$  и  $\Gamma = 1,5-2,0$  МэВ для  $J^\pi = 1/2^+$ . Аналогичный результат был получен и для реакции  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ .

Таким образом, метод использования эффективных спектроскопических амплитуд, измеренных для отдельных ступеней передачи, работает успешно в случае  $2n2p$ - и  $2p2n$ -обмена. Поэтому на основе измеренных сечений реакций передачи одного и двух нуклонов можно предсказать сечения реакций передачи трех и четырех нуклонов с чувствительностью несколько нб/ср, что используется при оценке возможностей подобных экспериментов.

## 2.7. Глубоконеупругие реакции передачи, квазиделение

В конце 1960-х гг. использование реакций передачи под действием тяжелых ионов  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{18}\text{O}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}$  и  ${}^{40}\text{Ar}$  позволило синтезировать около 30 новых изотопов углерода, азота, кислорода, фтора, неона, магния, алюминия, кремния, фосфора, серы и хлора [116]. Много позже тот же механизм с использованием пучков  ${}^{40}\text{Ar}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$  был применен для получения еще более нейтронно-избыточных изотопов элементов с  $Z = 14-26$  [119, 120].

Первая информация о том, что при взаимодействии двух сложных ядер может происходить массивная передача нуклонов, сопровождающаяся значительной потерей кинетической энергии, была получена в Дубне уже в конце 1960-х гг. [121]. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении выявили некоторые закономерности в образовании продуктов реакций глубоконеупругих передач, на основе которых был сделан вывод о том, что они могут являться хорошим методом синтеза новых ядер,

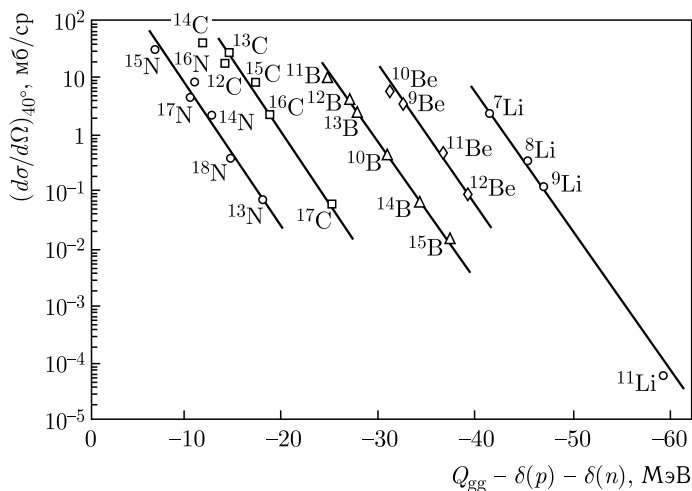


Рис. 2.14.  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования продуктов реакций передачи при взаимодействии  $^{232}\text{Th}$  с  $^{16}\text{O}$  (137 МэВ) [122, 123]

в том числе и нейтронно-обогащенных изотопов легких элементов. Очень важно знать, каким образом меняется сечение образования изотопов с их удалением от линии  $\beta$ -стабильности. В работах [122, 123] был предложен метод описания зависимости сечения образования изотопов от числа нейтронов с помощью так называемой  $Q_{gg}$ -систематики. По этой систематике сечения образования изотопов лежат на прямой, наклон которой одинаков для всех изотопов одного элемента, образовавшихся в данной реакции (рис. 2.14). Поэтому  $Q_{gg}$ -систематика может быть применена для экстраполяции сечений образования неизвестных изотопов. Однако это делается с точностью, определяемой точностью значений масс, рассчитанных с помощью различных массовых формул, поскольку величина  $Q_{gg}$  равна разности масс ядер в начальном и выходном каналах, т. е.  $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$ . Учитывая статистический характер реакций глубоконеупругих передач и делая коррекции на спаривание протонов и нейтронов, сечение образования изотопов можно определить следующим образом [122]:

$$\sigma = \exp [(Q_{gg} + \Delta E_C + \Delta E_{\text{rot}} - \delta(p) - \delta(n)) / T], \quad (2.9)$$

где  $\Delta E_C$  и  $\Delta E_{\text{rot}}$  — изменения в кулоновской и вращательной энергии системы;  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$  — парные поправки;  $T$  — температура двойной ядерной системы. Эта зависимость успешно применяется для описания экспериментальных закономерностей в вероятностях образования изотопов в реакциях глубоконеупругих передач.

Однако, когда речь идет о ядрах вблизи границы нейтронной стабильности, ситуация меняется. Так, например, сечения образования ядер  $^{10}\text{Li}$  и  $^{14}\text{Be}$  оказались много меньше предсказанных по  $Q_{gg}$ -систематике, а для ядра  $^{10}\text{Ne}$  была получена лишь верхняя граница его образования — на два порядка ниже

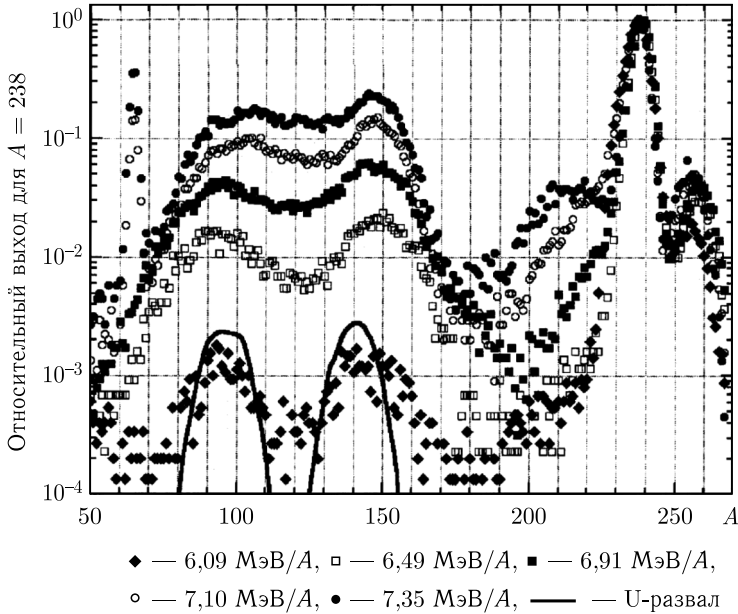


Рис. 2.15. Массовые распределения продуктов реакции  $U+U$  при разных энергиях [64]

ожидаемой [124]. Возможно, такие отклонения от  $Q_{gg}$ -систематики связаны с тем, что все вышеуказанные ядра очень слабо связаны.

Таким образом, использование реакций глубоконеупругих передач может быть весьма эффективным для синтеза ядер на границе нуклонной стабильности. В работе [133] показано, что использование таких пучков нейтронно-избыточных ядер, как  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  и др., может оказаться чуть ли не единственным методом синтеза ядер в области  $40 < N < 70$  у границ нуклонной стабильности. В последнее время обсуждаются возможности глубоконеупругих реакций передачи с пучками криптона, ксенона и урана ( $U+U$ ) [181] для синтеза тяжелых и сверхтяжелых ядер. В работе [64] была исследована реакция  $U+U$  при энергии пучка урана 7,38 МэВ/А. Были получены массовые распределения продуктов реакции (квазиделения), из которых следует, что с относительно большой вероятностью образуются продукты намного тяжелее урана (рис. 2.15). Кроме того, в массовом распределении наблюдается некая структура (бамп в области массы 208), что, по мнению авторов, свидетельствует о сохранении при таких взаимодействиях оболочечных эффектов. А следовательно, это может быть одним из методов синтеза ядер вблизи оболочечных чисел, в том числе и сверхтяжелых ядер с числом нейтронов 182.

## 2.8. Поиск нейтронно-избыточных ядер в реакциях поглощения пионов

Интересные результаты по синтезу новых изотопов легчайших элементов (водорода, гелия, лития, бериллия) были получены в реакциях поглощения остановившихся пионов [177].

Возможность эффективного использования поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами для образования нейтронно-избыточных ядерных состояний основывается на особенностях этой реакции: уменьшении заряда образующейся ядерной системы и огромном (в масштабе ядерных возбуждений) энерговыделении.

Поглощение пиона ядрами является многонуклонным процессом. Большое энерговыделение ( $m_\pi c^2$ ) приводит к образованию нескольких быстрых ядерных частиц, главным образом нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов и изотопов гелия  $^3,^4\text{He}$ , а также ядра-остатка. Доминирующим механизмом является поглощение на внутриядерной протон-нейтронной паре с квантовыми числами дейтрона ( $J_p = 1^+$ ,  $I = 0$ ,  $I_{np} = 0$ ). Теоретическое описание этого процесса, так же как и поглощения на паре нуклонов с другими квантовыми числами, развито достаточно хорошо [177].

Отличительной особенностью метода, использующего реакцию поглощения остановившихся пионов, является отсутствие погрешностей, связанных с энергетическим разрешением и угловой расходимостью пучка. Начальный импульс системы строго равен нулю. Неопределенность в энергии начального состояния обусловлена только различием в энергии связи в основном, наиболее связанном,  $1s$ -состоянии и  $2p$ -состоянии, из которого на исследуемых ядрах поглощается более половины пионов. Для  $^9\text{Be}$  и  $^{11}\text{B}$  эта разность составляет 0,042 и 0,066 МэВ соответственно [19].

Для каналов реакций, в которых регистрируются одна или две заряженные частицы, остаточное ядро будет обладать избытком нейтронов. В табл. 2.1 представлены ядерные системы, которые могут быть исследованы в двух- и трехчастичных каналах реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^9\text{Be}$ .

Таблица 2.1. Остаточные ядра, образующиеся при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^9\text{Be}$

Зарегистрированная частица	Инклюзивные измерения				
	$^8\text{He}$	$^7\text{He}$	$^6\text{He}$	$^6\text{H}$	$^5\text{H}$
$p$	$^7\text{H}$	$^6\text{H}$	$^5\text{H}$	$^5n$	$^4n$
$d$	$^6\text{H}$	$^5\text{H}$	$^4\text{H}$	$^4n$	$^3n$
$t$	$^5\text{H}$	$^4\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3n$	$^2n$
$^3\text{He}$	$^5n$	$^4n$	$^3n$	—	—
$^4\text{He}$	$^4n$	$^3n$	$^2n$	—	—

Табл. 2.1 демонстрирует преимущество использования реакции поглощения остановившихся пионов в исследовании нейтронно-избыточных ядер. В рамках одного эксперимента удается получить информацию о широком наборе нейтронно-избыточных ядер, к которым относятся достаточно подробно исследованные изотопы гелия и лития, слабо изученные сверхтяжелые изотопы водорода и мультинейтроны, вопрос о существовании которых остается открытым.

Однако помимо перечисленных выше достоинств предложенный метод обладает и некоторыми недостатками. Прежде всего следует отметить отсутствие надежных теоретических моделей, описывающих исследуемые реакции. Вследствие этого физический фон в измерениях, обусловленный многочастичными каналами реакции, приходится описывать с помощью распределений по фазовым объемам. В случае узких состояний это приближение не ограничивает качество результатов по определению параметров полученных состояний. Также весьма затруднительно в реакции поглощения остановившихся пионов исследовать продукты распада исследуемого состояния. Это связано с достаточно низкими энергиями образующихся частиц. Вследствие этих двух причин в рассматриваемом методе весьма затруднительно определять квантовые числа исследуемого состояния.

В этом достаточно кратком описании возможностей получения экзотических ядер мы не претендуем на полноту представления различных ядерных реакций и методов исследования ядер у границ нуклонной стабильности. Мы изложили лишь основные реакции и методы, которые, на наш взгляд, успешно используются в настоящее время и дают ощутимый результат. Между тем, поскольку синтез новых ядер является фундаментальной задачей многих направлений не только ядерной физики, но и физики элементарных частиц, то, естественно, для решения этой задачи используются самые разные пучки — от гамма-квантов и пионов до тяжелых ионов высокой энергии. Так, в Лос-Аламосе (LAMPF) был проведен эксперимент, основанный на методе недостающих масс на пучках  $\pi^+$ -мезонов [159], в котором была получена новая информация о сверхтяжелых изотопах водорода, изотопах гелия  $^6\text{He}$ ,  $^7\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ , лития  $^{10}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Li}$  и бериллия  $^{13}\text{Be}$  [177]. В GSI (Дармштадт) был применен новый метод синтеза ядер в реакции деления ядер урана, возбуждаемых в гигантском резонансе при взаимодействии этих ядер, ускоренных до энергии 300 МэВ/А, с ядрами свинца [160]. В этих экспериментах среди многих других новых ядер было обнаружено дважды магическое ядро  $^{78}\text{Ni}$ , которое давно пытались получить в разных экспериментах.

Эффективным методом синтеза новых ядер и изучения их свойств является использование пучков радиоактивных ядер. Этому направлению посвящена следующая глава.

## Глава 3

### ПУЧКИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Экспериментальные исследования с использованием пучков радиоактивных ядер являются новым, интенсивно развивающимся направлением физики экзотических ядер. Исследования в этом направлении расширяются, что объясняется появлением во многих странах мира новых мощных ускорителей тяжелых ионов средних и промежуточных энергий. Это ускорительный комплекс UNILAC–SIS–ESR и создаваемый новый ускорительный комплекс FAIR в Дармштадте (ФРГ), ускорительный комплекс GANIL — SPIRAL1 и создаваемый новый комплекс для ускорения радиоактивных пучков SPIRAL2 в Кане (Франция), ускорительный комплекс тяжелых ионов RIKEN (Япония), сверхпроводящий циклотрон в Мичигане (США), циклотронный комплекс тяжелых ионов с накопительным кольцом в Ланьчжоу (Китай), сверхпроводящий циклотрон в Катании (Италия), циклотронный комплекс тяжелых ионов DRIBs в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ в Дубне (Россия). Новое поколение ускорителей, позволяющих получать высокоинтенсивные (до  $10^{14} \text{ с}^{-1}$ ) пучки заряженных частиц от протонов и ядер гелия до ионов урана, дали начало новому этапу исследования ядер с использованием пучков радиоактивных ядер.

На рис. 3.1 представлена «дорожная карта» создания ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер, из которой видно, что к 2016 г. все крупные физические центры мира будут располагать возможностью получения таких пучков. А в 2020 г. планируется реализовать общеевропейский проект фабрики пучков радиоактивных ядер — EURISOL.

Это новое направление ядерной физики уже позволило обнаружить ряд интересных явлений, связанных со свойствами ядер, удаленных от области  $\beta$ -стабильности. Средняя интенсивность вторичных пучков радиоактивных ядер пока составляет  $10^5$ – $10^8 \text{ с}^{-1}$ . При такой интенсивности были проведены эксперименты по изучению взаимодействия радиоактивных ядер с веществом мишени. Измерены сечения их взаимодействия, и из их анализа получена информация о нуклонных радиусах ядер. Обнаружен anomalно высокий радиус распределения нейтронов (нейтронное гало) в ядре  $^{11}\text{Li}$ , ведутся поиски нейтронных гало в нейтронно-избыточных ядрах  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и др., а также протонных гало (анomalно высокого радиуса распределения протонов) в нейтронно-дефицитных ядрах  $^8\text{B}$ ,  $^{17}\text{Ne}$  и др.



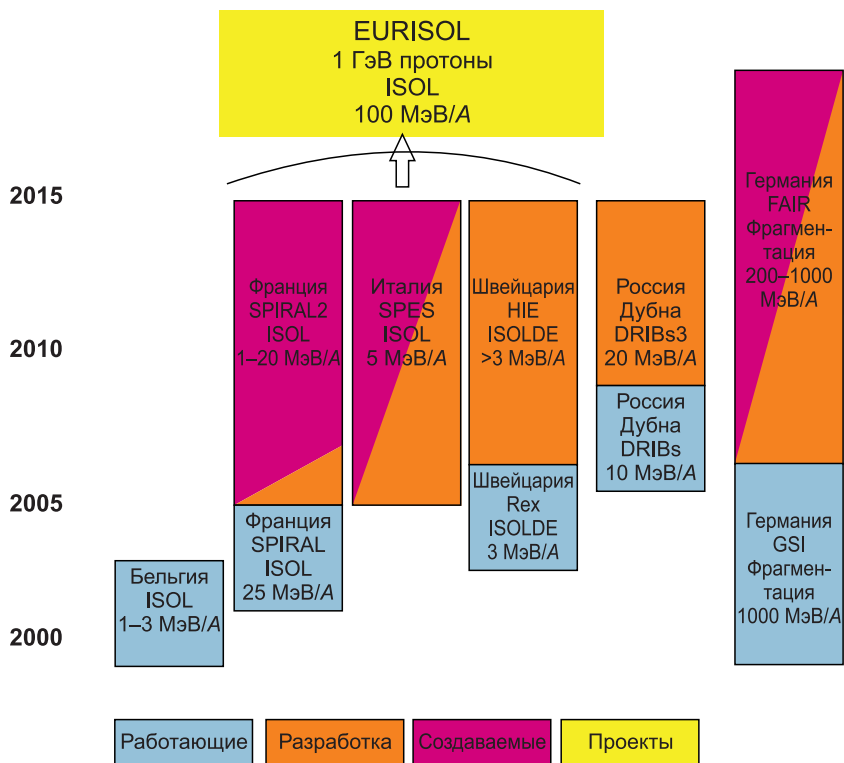


Рис. 3.1. «Дорожная карта» Европейского физического общества (NUPEC) по реализации проектов ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер

Использование пучков радиоактивных ядер в физических исследованиях сводится к трем проблемам: получению самих пучков соответствующей интенсивности, ускорению их до необходимой энергии и регистрации продуктов ядерных реакций с радиоактивными ядрами.

Существуют два основных способа генерации радиоактивных ядер в реакциях с заряженными частицами. Первый способ заключается в использовании пучков тяжелых ионов, ускоренных до энергии более 30 МэВ/А, с последующей бомбардировкой ими мишеней. В этом случае происходит фрагментация бомбардирующих ионов с образованием ядер-продуктов реакции в широком диапазоне зарядов и масс, имеющих узкое, направленное вперед угловое распределение и скорости, сравнимые со скоростью первичного пучка. После выделения по  $Z$  и  $A$  необходимых ядер с помощью магнитных фрагмент-сепараторов можно использовать полученные пучки радиоактивных ядер без их последующего ускорения. Второй способ предполагает ускорение протонов или тяжелых ионов с энергией от 30 МэВ/А до нескольких ГэВ/А с последующей бомбардировкой толстой мишени, поглощающей всю энергию бомбардирующей частицы. В этом случае в результате реакции фрагментации ядер под действием высокоинтенсивных пучков образуются радиоактивные

ядра-продукты реакции в широком диапазоне  $Z$  и  $A$ , которые остаются в веществе мишени. Для дальнейшего использования этих ядер их нужно извлечь из мишени и ускорить до необходимой энергии. Это достигается путем применения специальных масс-сепараторов в комплексе с системой транспорта ионов и последующего ускорения.

Преимущества первого способа — возможность получения пучков короткоживущих ядер со временем жизни до нескольких сотен микросекунд. Однако из-за ограничения толщины мишени ( $\sim 500 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ ) выход радиоактивных ядер оказывается не таким высоким, как в случае полного поглощения иона в мишени. Для получения интенсивных пучков радиоактивных ядер с относительно высоким временем жизни ( $\tau_{1/2} > 0,5 \text{ с}$ ) используется, как правило, второй способ. Ограничение времени жизни таких ядер объясняется временем их диффузии из мишени.

Существует также проект получения пучков радиоактивных ядер, источником которых будет высокопоточный ядерный реактор. Облучая потоком тепловых нейтронов в активной зоне такого реактора мишень из  $^{235}\text{U}$ , можно получить высокий выход осколков с массой  $A = 80\text{--}100$ . Другой метод получения интенсивных пучков осколков деления основан на реакциях фотоделения, в которых используется поток гамма-квантов, получаемый на сильнопоточных электронных ускорителях с энергией 50 МэВ. В специальном конвертере пучок электронов преобразуется в гамма-кванты. Транспортируя затем радиоактивные ядра до источника многозарядных ионов и ускоряя их на циклотроне при полной эффективности всей системы  $\sim 10^{-4}$ , можно получить пучки радиоактивных ядер в области осколков деления с интенсивностью до  $10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

Интенсивность вторичных пучков может быть представлена простой зависимостью:

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} (N_A/M) \sigma d \epsilon_{\text{вых}} \epsilon_{\text{транспорт}} \epsilon_{\text{ионизац}} \epsilon_{\text{ускор}}, \quad (3.1)$$

где  $\sigma$  — полное сечение реакции в  $\text{см}^2$ ;  $d$  — толщина мишени в  $\text{г}/\text{см}^3$ ;  $M$  — массовое число элемента мишени;  $N_A$  — число Авогадро и  $\epsilon$  — эффективность соответствующих процессов от выхода ядра из мишени ( $\epsilon_{\text{вых}}$ ) до вывода из постускорителя ( $\epsilon_{\text{ускор}}$ ). Поэтому, рассматривая различные методы получения пучков радиоактивных ядер, необходимо учитывать все эти факторы, которые должны приводить к их максимальной интенсивности.

Схематически один из методов получения пучков радиоактивных ядер представлен на рис. 3.2. Первичный пучок тяжелых ионов, полученный в ускорителе, бомбардирует производящую мишень. Продукты реакции, вылетающие из мишени, расположенной в фокусе первого разделяющего дипольного магнита, попадают в фокальную плоскость этого магнита, где потом с помощью щели выделяются определенные ядра в соответствии с их магнитной жесткостью:

$$B\rho = k(A/q)(1 + v/2m_u)]^{1/2} \sqrt{a^2 + b^2}, \quad (3.2)$$

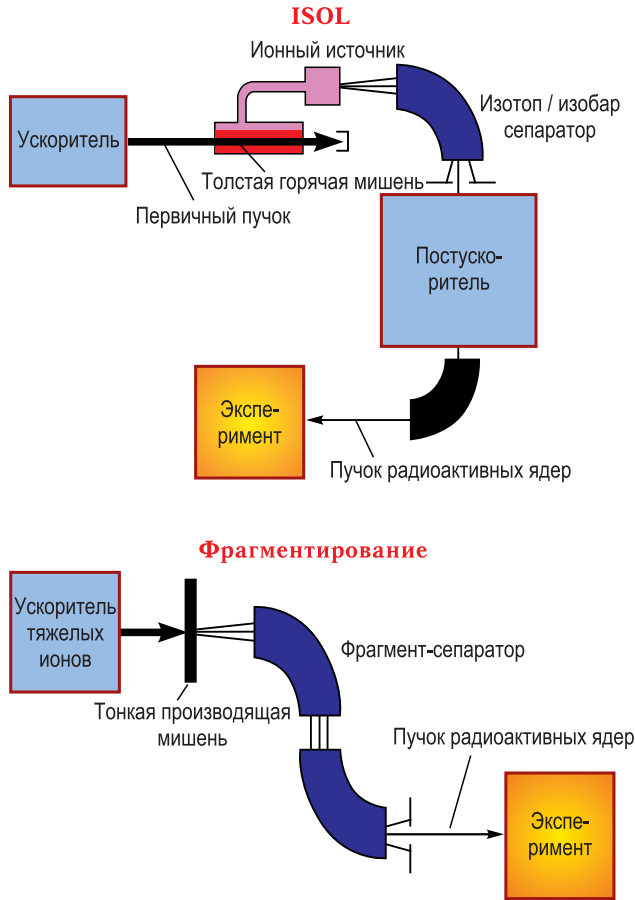


Рис. 3.2. Схематическое изображение двух методов получения пучков радиоактивных ядер

где  $B$  — магнитное поле спектрометра;  $\rho$  — радиус кривизны траектории в дипольном магните;  $q$  — ионный заряд продукта реакции;  $m_u$  — единица атомной массы (931,5 МэВ);  $k = (2m_u/c)^{1/2} = 0,1438$ ;  $v$  — скорость продукта;  $a$  и  $b$  — положение левой и правой частей диафрагмы. Вторая часть спектрометра компенсирует дисперсию в первой его части и фокусирует пучок в фокальной плоскости спектрометра. Из выражения (3.2) ясно, что ядра, имеющие одну и ту же скорость ( $v$ ), разделяются в соответствии с соотношением  $A/q$ , где  $A$  и  $q$  — масса и заряд иона соответственно. В связи с тем, что разные продукты реакции могут иметь одинаковые соотношения  $A/q$ , их дополнительное разделение происходит по разности потерь энергии в специальном поглотителе в сочетании со вторым диполем, а также может использоваться электростатическая селекция с помощью специального электрического конденсатора. В результате этого на выходе спектрометра получают пучок ядер, полностью очищенный от первичного пучка (коэффициент очистки

составляет  $\sim 10^{10}$ ), и с энергией, близкой к энергии бомбардирующего пучка (в случае реакции фрагментации бомбардирующего иона). Интенсивность пучков некоторых радиоактивных ядер в этом способе их получения может достигать  $10^7-10^8 \text{ с}^{-1}$ .

Другой метод, основанный на использовании магнитного изотопного сепаратора, как уже отмечалось, позволяет получать более интенсивные пучки радиоактивных ядер из-за использования мишеней с максимально возможной толщиной. Таким образом, этот метод, в принципе, превосходит метод фрагментации тяжелых ионов по интенсивности радиоактивного пучка, а также из-за возможности получить пучок с высоким энергетическим разрешением.

Особые требования в этом методе получения радиоактивных пучков предъявляются к мишеням и ионным источникам. Толщина мишени может быть достаточно большой, и она должна принимать высокую интенсивность начального пучка. В то же время толщина мишени должна быть такой, чтобы обеспечить довольно быструю диффузию из нее определенных элементов.

Каждый из способов имеет свои достоинства и недостатки и, следовательно, свою область применения. В первом из них при использовании толстой мишени и легких частиц высоких энергий (например, протонов с энергией в сотни МэВ) можно получить пучки ядер с высокой интенсивностью и монохроматичностью. Однако такие параметры пучков достигаются только для сравнительно долгоживущих ядер легко ионизируемых элементов. Второй метод свободен от этих ограничений, но использование тонкой мишени существенно снижает интенсивность пучка получаемых ядер.

Интенсивность пучков некоторых радиоактивных ядер может достигать  $10^9 \text{ с}^{-1}$ . Такие пучки физики начали использовать для проведения экспериментальных исследований свойств экзотических ядер.

Пучки ускоренных радиоактивных ядер дают возможность получать и изучать ядра с максимально возможным числом нейтронов или протонов. Это позволяет существенно продвинуться в традиционных направлениях ядерной физики — синтезе новых ядер и изучении их свойств, которые, как показали уже первые эксперименты с пучками радиоактивных ядер, могут значительно отличаться от известных и предсказанных ранее для ядер долины стабильности. Принципиально новая информация может быть получена о механизме ядерных реакций с такими пучками, на который значительное влияние будет оказывать структура взаимодействующих ядер. Пучки радиоактивных ядер эффективно используются для исследования в области астрофизики и прикладных исследований. Не останавливаясь на всех проблемах, выделим лишь те из них, для решения которых использование радиоактивных пучков играет принципиальную роль. В последующих параграфах будут представлены результаты исследования структуры экзотических ядер с помощью пучков радиоактивных ядер.

### 3.1. Массы и энергии связи

Как уже отмечалось выше, определение энергий связи и масс ядер является одной из фундаментальных проблем ядерной физики. В работе [179] дан анализ возможностей измерения атомных масс и их использования в ядерной физике.

Эта задача в последнее время успешно решается с помощью пучков радиоактивных ядер. После появления пучков радиоактивных ядер стало возможным точное измерение их массы ( $\Delta M/M \approx 10^{-6}$ ). Для этого обычно используют времяпролетные системы с достаточно длинной пролетной базой ( $L \approx 2-3$  км). В этом случае разрешение по массам определяется соотношением

$$\Delta M/M = 2(\Delta T/T + \Delta L/L) + \Delta E/E. \quad (3.3)$$

Большой цикл измерений масс легких ядер был проведен на ускорительном комплексе GANIL (Франция) с использованием специального магнитного спектрометра с пролетной базой 82 м. В этих экспериментах были изучены радиоактивные ядра от  $^{27}\text{F}$  до  $^{46}\text{Cl}$  и определены их массы [190].

Энергия отделения двух последних нейтронов,  $S_{2n}$ , определяет энергию связи и записывается в виде

$$S_{2n}(A, Z) = [\Delta M(A-2, Z) - \Delta M(A, Z) + 2\Delta M_n]c^2, \quad (3.4)$$

где  $\Delta M(A, Z)$  — избыток масс для ядра  ${}_Z X^A$ ;  $\Delta M_n$  — избыток массы нейтрона, равный 8,071 МэВ.

Зависимость энергии связи от числа нейтронов описывается относительно плавной кривой, которая меняет свой ход вблизи замкнутых оболочек, так как энергия связи нейтрона максимальная для магических ядер.

На рис. 3.3 представлены зависимости энергии отделения одного нейтрона и энергии  $2^+$ -уровня от числа нейтронов в ядрах. Эти зависимости показывают проявление оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  для изотопов аргона, кальция и титана. Однако измеренные не так давно значения энергии  $2^+$ -уровня для ядер  $^{32}\text{Mg}$  ( $E(2^+) = 885,5(7)$  кэВ,  $E(4^+) = 1430(3)$  кэВ) и  $^{44}\text{S}$  ( $E(2^+) = 1297(18)$  кэВ) [191] показали, что они сильно деформированы. Кроме того, открытие в ядре  $^{43}\text{S}$  изомерного состояния с энергией перехода  $E = 319$  кэВ и временем жизни  $T_{1/2} = (488 \pm 48)$  нс [192] показало, что в этом ядре могут сосуществовать две формы — сферическая и деформированная, впервые предсказанная Лютостанским для  $^{31}\text{Na}$  [183].

В 1975 г. для  $^{31}\text{Na}$  [55] были получены аномальные значения массы и периода полураспада. Ядро  $^{31}\text{Na}$ , находящееся далеко от долины стабильности, оказалось более связанным, чем ожидалось. В дальнейшем такая же ситуация была обнаружена и для изотопов магния ( $^{31-33}\text{Mg}$ ).

Для объяснения свойств ядер в этой области было высказано предположение о нарушении привычного порядка заселения нейтронных подоболочек, которое состоит в том, что нейтроны не заселяют низколежащие орбита-

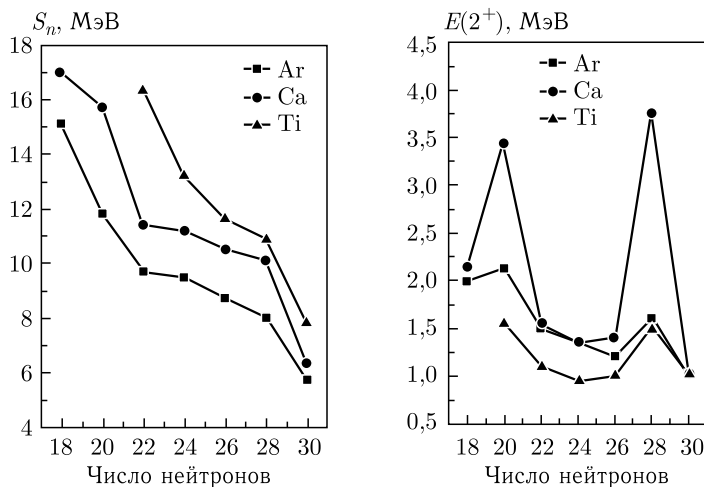


Рис. 3.3. Зависимость энергии отделения нейтрона (слева) и энергии  $2^+$ -уровня (справа) от числа нейтронов для изотопов аргона, кальция и титана

ли  $sd$ , образуя свободное дырочное состояние, а переходят на более высоко расположенные  $pf$ -орбитали, образуя заполненное состояние. Это приводит к тому, что ядро становится деформированным. Такое состояние получило название «внедренное» (intruder), а область ядер, где проявляются подобные эффекты, — область инверсии.

На рис. 3.4 показана экспериментальная зависимость энергии связи двух последних нейтронов ( $S_{2n}$ ) от числа нейтронов. Видно, что на энергию связи изотопов кальция, калия и аргона влияют замкнутые оболочки  $N = 28$ . Однако для изотопов магния, серы, фосфора, кремния, хлора увеличение

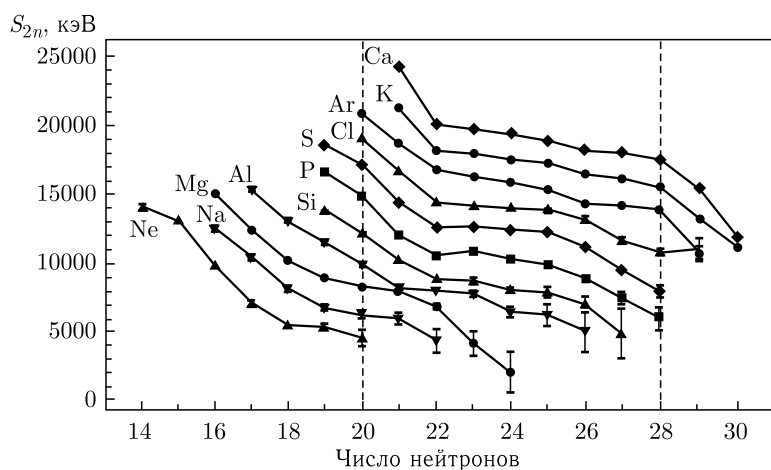


Рис. 3.4. Энергия отделения двух последних нейтронов для нейтронно-избыточных ядер от неона до кальция в районе замкнутых оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$

энергии связи наблюдается в районе чисел  $N = 22$  и  $N = 26$ . Особенно наглядно видно исчезновение оболочки с  $N = 28$  и появление новой с  $N = 26$  для изотопов хлора. Измеренные экспериментально [191] значения энергии связи двух нейтронов ( $S_{2n}$ ) для изотопов  $^{41}\text{Si}$ ,  $^{43}\text{P}$  и  $^{44}\text{S}$  существенно ниже экстраполированных значений из таблиц масс (табл. 3.1).

Разность энергии между экспериментальным и экстраполированным значениями масс для изотопов  $^{43}\text{P}$  и  $^{44}\text{S}$  составила 2,15 и 1,76 МэВ соответственно. Похожие тенденции имеют место и для других ядер, что приводит к новым магическим числам  $N = 6$ , 16 и 34 для нейтронно-избыточных ядер вместо  $N = 8$ , 20 и 40 для ядер в долине стабильности. Например, для легких нейтронно-избыточных ядер, так называемых  $p$ -оболочечных ядер, вместо магического числа  $N = 8$  появляется число  $N = 6$ . Как следствие этого, ядро  $^8\text{He}$  является достаточно хорошо связанным, а изотопы  $^{9,10}\text{He}$  — несвязанными. Этот факт также свидетельствует об ослаблении влияния замкнутых оболочек. Для изотопов хлора, серы и фосфора наблюдается повышение энергии связи нейтронов вблизи чисел  $N = 20$  и  $N = 26$  по сравнению с изотопами кальция, натрия и аргона, что можно объяснить деформацией, которая образует более связанную конфигурацию ядер.

Таким образом, вблизи чисел нейтронов  $N = 22$  и  $N = 26$  для нейтронно-избыточных ядер возникают новые области деформации, которые определяют стабильность этих ядер.

В работе [193] измерялось эффективное сечение взаимодействия ядер  $^{22}\text{N}$ ,  $^{23}\text{O}$ ,  $^{24}\text{F}$ . Из сравнения этих сечений с сечениями взаимодействия для других ядер был сделан вывод о существовании новой оболочки с  $N = 16$ . Предположения о существовании новых замкнутых оболочек были сделаны из экспериментов по измерению масс ядер. В этом случае, сравнивая экспериментальный избыток масс с расчетами по макроскопической жидкокапельной модели (FRLDM — Finite Range Liquid Drop Model), можно получить изменение оболочечной поправки в зависимости от числа нейтронов в ядре. На рис. 3.5 представлены такие зависимости для изотопов кальция, серы и фосфора между оболочками  $N = 20$  и  $N = 28$  [191]. В представленной зависимости микроскопической энергии для изотопов кальция наблюдается два минимума в районе  $N = 20$  и  $N = 28$ . Между этими двумя магическими числами изменение микроскопической энергии связано с заполнением оболочки  $f7/2$ . Для изотопов серы и фосфора излом этой зависимости наблюдается для  $N = 26$ . На этом основании был сделан вывод о появлении новой оболочки с  $N = 26$ .

Такая же ситуация имеет место для связанного магического ядра  $^{24}\text{O}$  и несвязанных  $^{25-28}\text{O}$ . С точки зрения проявления новых оболочек интерес

Таблица 3.1. Экспериментальные и экстраполированные значения энергии связи двух нейтронов ( $S_{2n}$ ) для ядер  $^{41}\text{Si}$ ,  $^{43}\text{P}$ ,  $^{44}\text{S}$

Ядро	$S_{2n}^{\text{exp}}$ , кэВ	$S_{2n}^{\text{extr}}$ , кэВ
$^{41}\text{Si}$	4510 (1870)	6450 (720)
$^{43}\text{P}$	5680 (850)	8220 (690)
$^{44}\text{S}$	7610 (420)	9780 (600)

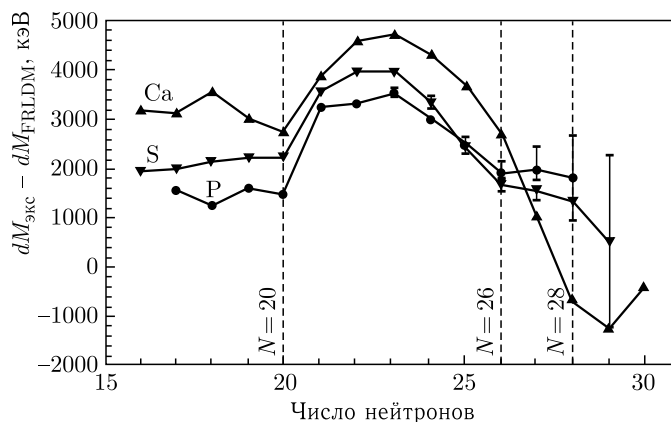


Рис. 3.5. Изменение микроэнергии для изотопов кальция, серы, фосфора вблизи  $N = 20$  и  $N = 28$

представляют нейтронно-избыточные ядра с  $Z > 8$ . Как установлено экспериментально, граница нейтронной стабильности достигается для изотопов фтора, неона и натрия при гораздо большем соотношении нейтронов и протонов  $(N - Z)/Z$ , чем для изотопов кислорода (последний связанный изотоп  $^{24}\text{O}$ ). Удивительным является тот факт, что добавление одного протона к ядру  $^{24}\text{O}$  позволяет удерживать в ядре фтора еще шесть дополнительных нейтронов ( $^{31}\text{F}$  имеет 22 нейтрона, по сравнению с ядром  $^{24}\text{O}$ , где 16 нейтронов). Также экспериментально установлено, что дважды магическое ядро  $^{28}\text{O}$  ( $N = 20$ ) является несвязанным. Все это еще раз свидетельствует об изменении магических чисел 8, 20, 40 для ядер, удаленных от долины стабильности. Все эти результаты были получены с пучками радиоактивных ядер.

В последнее время стал применяться новый метод измерения масс с использованием двух циклотронов [194]. Экзотические ядра, образующиеся в результате взаимодействия пучка ускоренных в первом циклотроне ионов с мишенью, ускоряются во втором циклотроне. Для циклотрона условия ускорения зависят от магнитного поля  $B$ , частоты ускорения  $\omega$ , массы ускоряемой частицы  $M$  и ее ионного заряда  $q$  и определяются соотношением  $B\omega = q/M$ . При этих условиях, регистрируя на выходе из циклотрона ядро и учитывая, что полная пролетная база во втором циклотроне может составлять 2 км (300–400 оборотов), а соответствующее время ускорения 100–150 мкс, можно определить его массу с точностью до  $10^{-6}$ . Этот способ может стать эффективным при измерении масс ядер трансфермиевых элементов ( $Z > 100$ ), а также при измерении масс основного и изомерного состояния в экзотических ядрах [194].

Более точные значения масс (до  $10^{-8}$ ) удается получать при использовании высокочастотных магнитных систем — накопительных колец (накопительное кольцо в Дармштадте (Германия)), высокочастотной ловушки MISTRAL в ЦЕРН (Швейцария) [179]. Однако это чрезвычайно дорогостоя-



ящие и сложные системы, они используются тогда, когда имеется необходимость измерения масс экзотических ядер в различных состояниях (основном и возбужденном, основном и изомерном), чтобы обнаружить тонкие эффекты различия в массах.

### 3.2. Спектроскопия на пучках радиоактивных ядер

Много важной информации о свойствах экзотических ядер в последнее время было получено методами гамма-спектроскопии при изучении их распада из возбужденных состояний (например, кулоновского возбуждения).

Один из результатов — обнаружение смешивания  $sd + pf$  — конфигураций для ядер с большим нейтронным избытком, приводящего к наложению одночастичных уровней. Изменение свойств изотонов  $N = 20$ ,  $Z \leq 12$  в этом случае объясняется не только валентными протонами в  $sd$ -оболочке, но и конфигурациями «частица–дырка», образованными за счет перемещения нейтронов из  $sd$  в  $pf$ .

Структура нейтронно-избыточных ядер может значительно изменяться при вариации изоспина. Типичными примерами являются ядра  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{44}\text{S}$ , для которых было обнаружено, что их уровни расположены достаточно близко, а характерные большие по значениям энергии промежутки между различными уровнями не наблюдаются. Было найдено, что для ядра  $^{32}\text{Mg}$  энергия первого возбужденного состояния имеет значение всего 885 кэВ, что значительно меньше, чем для «нормальных» магических ядер, таких как  $^{36}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ , в которых первый возбужденный уровень имеет значение энергии около 3 МэВ. Это явление получило название коллективного квадрупольного возбуждения и будет обсуждаться в следующих главах. Экспериментальные возможности с использованием радиоактивных пучков позволяют, главным образом, исследовать  $2^+$ -состояния и извлекать значение  $B(E2)$ .

На примере свойств изотопов  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{34}\text{Mg}$ , полученных как вторичные радиоактивные пучки, можно говорить об увеличении деформации в изотопах магния с ростом нейтронного избытка. С этой точки зрения для дважды магического ядра  $^{40}\text{Mg}$ , как деформированного ядра, можно ожидать усиления стабильности даже при условии разрушения магической оболочки  $N = 28$ . Недавно был получен результат, свидетельствующий о стабильности ядра  $^{40}\text{Mg}$  [195]. Этот результат убедительно подтвердил выводы о влиянии деформации на стабильность ядер у границ нуклонной стабильности.

### 3.3. Распады экзотических ядер

Получение достаточно интенсивных пучков радиоактивных ядер, удаленных от границ стабильности, открывает новые возможности наблюдения экзотических распадов. Для этих ядер энергия  $\beta$ -распада может достигать 20–30 МэВ, так что после  $\beta$ -распада могут заселяться уровни с высокой энергией возбуждения, что приводит к появлению широкой энергетической

области для разных типов распада: двухнейтронного и трехнейтронного распада, эмиссии тритонов,  $\beta$ -частиц и более тяжелых кластеров. Интересными с этой точки зрения являются изотопы  $^{11}\text{Li}$  и  $^8\text{He}$ , обладающие высоким значением энергии  $\beta$ -распада. Для изотопа  $^{11}\text{Li}$  значение  $Q_{\text{gg}} = 20,7$  МэВ, что делает энергетически разрешенными все перечисленные типы распадов. Так, испускание  $\beta$ -запаздывающего тритона для этого ядра является энергетически выгодным и имеет порог 15,72 МэВ для развала  $^{11}\text{Li}$  на  $^8\text{Li} + t$ . Этот новый тип распада был обнаружен в эксперименте [55].

Экспериментально наблюдался также запаздывающий вылет ядер тритона после  $\beta$ -распада ядра  $^8\text{He}$  [19]. Энергия  $\beta$ -распада для этого ядра  $Q_{\beta} = 10,653$  МэВ, и пороги для развала  $^8\text{Li}$  на  $\alpha + t + n$  и  $^5\text{He}$  равны 4,50 и 5,39 МэВ соответственно. Были идентифицированы обе ветви распада, идущие после  $\beta$ -распада ядра  $^8\text{He}$ .

Один из наиболее важных вопросов физики легких ядер связан с возможностью испускания коррелированной пары двух нейтронов (динейтрона). В изученных  $\beta$ -задержанных распадах такой процесс пока не наблюдался. Для решения проблемы механизма двухнейтронного и мультинейтронного распадов необходимо экспериментальное исследование ядер, испытывающих запаздывающий нейтронный распад. Исследование распада некоторых нейтронно-избыточных ядер (например,  $^{17}\text{B}$ ) показало, что с относительно большой вероятностью происходит эмиссия двух-, трех- и четырех нейтронов. Важной экспериментальной задачей является исследование корреляций этих нейтронов и возможности испускания целых нейтронных систем, состоящих, например, из четырех нейтронов (тетранейтрона). Такие эксперименты в настоящее время проводятся на пучках радиоактивных ядер [196].

В последние десять лет появился новый подход к изучению свойств легких ядер, связанный с использованием пучков радиоактивных ядер. Достаточно подробно это направление представлено в обзорах [90, 161], поэтому мы отметим лишь основные результаты и возможности для исследования структуры легких ядер. Проводимые в рамках этого направления эксперименты можно разделить на две группы — измерение свойств ускоренных радиоактивных ядер и изучение характеристик их взаимодействия с другими ядрами. В первом случае получаемый пучок исследуемых ядер имплантируется в тот или иной детектор и затем измеряются характеристики распада ядер пучка. Во втором случае исследуются характеристики ядерных реакций под действием пучков экзотических ядер (например, сечения взаимодействия, реакций фрагментации и электромагнитной диссоциации, а также распределения поперечного и продольного импульсов продуктов реакции). В ядерных реакциях с пучками радиоактивных ядер удалось измерить массы, радиусы, времена жизни и моды распада многих ядер, а также обнаружить проявление новых свойств сильно обогащенных нейтронами и протонами ядер — нейтронное гало ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$ ), нейтронную «шубу» ( $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ ), протонное гало ( $^8\text{B}$ ).

### 3.3.1. Распределение нуклонных плотностей в экзотических ядрах.

Большой объем информации в экспериментах с пучками радиоактивных легких ядер был получен при измерении радиусов этих ядер и распределения плотности нуклонов. В одном из первых экспериментов с использованием пучка изотопов лития измерялось сечение взаимодействия ( $\sigma_I$ ) как разность между полным сечением реакции ( $\sigma_R$ ) и сечением упругого взаимодействия ( $\sigma_E$ ):  $\sigma_I = \sigma_R - \sigma_E$  [90]. Иными словами,  $\sigma_I$  определялось как сечение реакций, в результате которых меняется число протонов и/или число нейтронов в ядре пучка. Предполагалось, что сечение взаимодействия равно сечению реакции  $\sigma_I = \sigma_R$ , и, таким образом, определялся радиус взаимодействия:  $\sigma_I = \pi[R_I(P)^2 + R_I(T)^2]$ , где  $P$  и  $T$  обозначают бомбардирующую частицу и мишень соответственно. Значение  $R_I(P)$  практически не зависит от мишени. Поэтому  $R_I(P)$  является параметром, определяющим размер бомбардирующего ядра. Дальнейшие расчеты, проведенные по глауберовской модели, подтвердили, что разница между сечением реакции и сечением взаимодействия, особенно для больших энергий, не превышает нескольких процентов. Определенное таким образом значение радиусов легких ядер от гелия до фосфора представлено на рис. 3.6. Видно, что для стабильных ядер зависимость радиуса взаимодействия от массы ядра описывается функцией  $R_I \sim A^{1/3}$ . Однако для нестабильных ядер значения их радиусов могут существенно отличаться от значения, определяемого стандартным приращением.

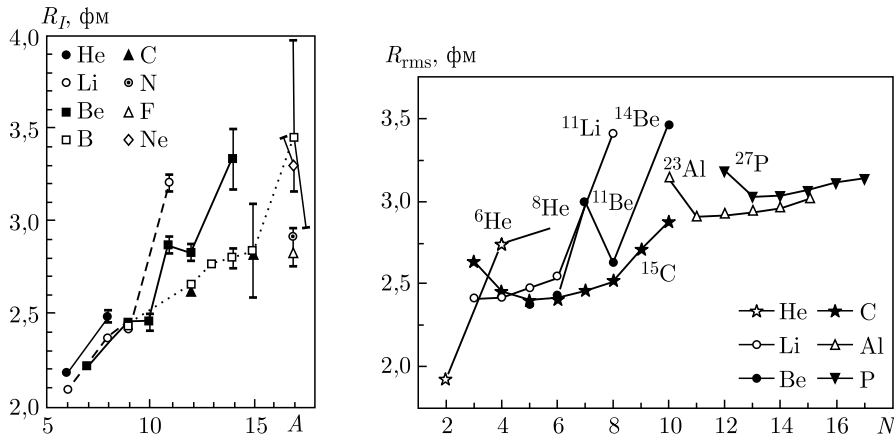


Рис. 3.6. Радиусы взаимодействия легких ядер, извлеченные из экспериментальных значений сечений взаимодействия

Обычно для описания сечения взаимодействия ( $\sigma_I$ ) и сечения реакции ( $\sigma_R$ ) пользуются глауберовской моделью [162], согласно которой

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^{\infty} [1 - T(b)] b db, \quad (3.5)$$

где  $T(b)$  — коэффициент прохождения для прицельного параметра  $b$ , который вычисляется с использованием распределения плотности нуклонов и полного сечения  $NN$ -взаимодействия:

$$T(b) = \exp \left\{ - \sum_{kl} \sigma_{kl} \int \rho_{Tk}^z(s) \rho_{Pl}^z(|b-s|) ds \right\}, \quad (3.6)$$

где  $\rho_{ik}^z$  — интегрированное по оси  $z$  распределение плотности нуклонов:

$$\rho_{ik}^z = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{ik}(\sqrt{s^2 + z^2}) dz. \quad (3.7)$$

Индекс  $i = P$  (для частицы) или  $T$  (для мишени),  $\sigma_{kl}$  — полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия ( $k$  и  $l$  обозначают протон и нейтрон соответственно). Распределение нуклонной плотности в ядре записывается как  $\rho_{ik}(r)$ . Этот подход неплохо работает при энергиях 100 МэВ/А и выше. Например, в GSI (Дармштадт, Германия) при энергии 700 МэВ/А было изучено упругое рассеяние ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  на протонной мишени [163]. Анализ результатов по глауберовской модели дал следующие значения для радиусов распределения ядерной материи этих ядер:  $(2,30 \pm 0,07)$  и  $(2,45 \pm 0,07)$  фм соответственно.

Для более низких энергий используют другой подход, в котором сечение реакции параметризуется поверхностным и объемным распределением плотности:

$$\sigma_R = \pi(R_{\text{vol}} + R_{\text{surf}}) \left[ 1 - \frac{B_C}{E_{\text{cm}}} \right], \quad (3.8)$$

где  $R_{\text{vol}} + R_{\text{surf}}$  — радиус взаимодействия, состоящий из поверхностной и объемной частей:

$$R_{\text{vol}} = r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad (3.9)$$

$$R_{\text{surf}} = r_0 \left( a \frac{A_P^{1/3} A_T^{1/3}}{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}} - c \right), \quad (3.10)$$

и кулоновский барьер взаимодействующих систем

$$B_C = \frac{Z_T Z_P e^2}{1,3(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})}. \quad (3.11)$$

Определенные в широком диапазоне энергий (от 30 до 2100 МэВ/А) параметры  $r_0$  и  $a$  не зависят от комбинации мишень-частица и от энергии и составляют 1,1 и 1,85 фм соответственно. Параметр  $c$  меняется в зависимости от энергии от 1 (при 20 МэВ/А) до 2 (при 160–1000 МэВ/А). Эта простая полуэмпирическая формула дает хорошее согласие с экспериментальными данными при разных энергиях, однако она не учитывает возможной разности протонной и нейтронной плотности в диффузном поверхностном слое. На рис. 3.7 показана определенная таким образом зависимость  $r_0$  от изотопического спина ядер изобар. Информацию о распределении протонов и ней-

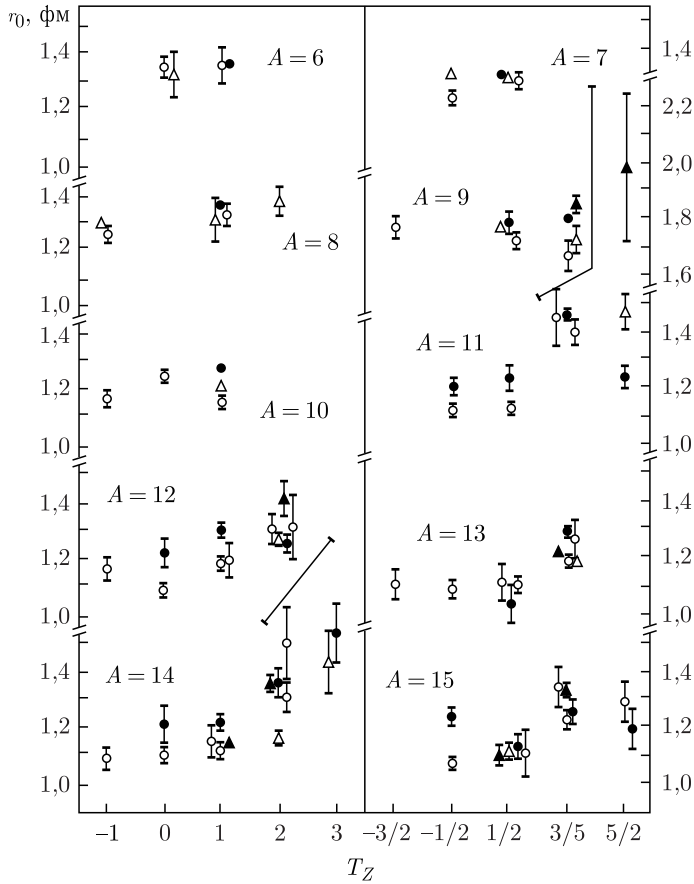


Рис. 3.7. Зависимость значений параметра  $r_0$ , полученных в разных экспериментах при энергиях от 33 до 700 МэВ/А [63, 64], от изотопического спина  $T_Z$ . Параметр  $r_0$  рассчитывался по формулам (3.5)–(3.11)

тронов в экзотических ядрах получают также из данных по их упругому рассеянию на ядрах мишени. Анализ упругого рассеяния обычно проводится в рамках оптической модели и метода связанных каналов, в которых реальная и мнимая части оптического потенциала вычисляются на микроскопической основе. В случае стандартной оптической модели потенциал берется в виде потенциала Вудса–Саксона:

$$U(r) = V_C(r) - V f_V(r) - iW f_W(r), \quad (3.12)$$

где

$$\begin{aligned} f_V(r) &= [1 + \exp((r - R_V)/a_V)]^{-1}, \\ f_W(r) &= [1 + \exp((r - R_W)/a_W)]^{-1}, \\ R_V &= r_V A_T^{1/3}, \quad R_W = r_W A_T^{1/3}, \end{aligned}$$

$V_C$  — кулоновский потенциал для равномерно заряженной сферы.

Параметры оптической модели  $V$ ,  $W$ ,  $r_V$ ,  $r_W$ ,  $a_V$  и  $a_W$  определяются путем подгонки к экспериментальным данным.

В работе [164] для анализа упругого рассеяния экзотических ядер использовался подход, учитывающий полное взаимодействие с прямой и обменной частями потенциала. В этом случае потенциал взаимодействия представляется в виде суммы:  $U(R) = U^D(R) + U^E(R)$ , где  $U^D(R)$  — «прямой» потенциал модели двойной свертки. Во второе слагаемое вклад дают эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности. При построении обменных потенциалов используется метод итераций. Количество итераций зависит от энергии, массовых чисел сталкивающихся ядер и расстояния  $R$ . Распределение нуклонных плотностей для ядер частицы и мишени вычисляется на основе метода функциональной плотности с единым набором параметров. Полный потенциал в этом случае берется в виде

$$U_i(R) = U(R) + i \left[ N_W U(R) - \alpha R \frac{dU(R)}{dR} \right], \quad (3.13)$$

где  $U(R)$  включает в себя прямую и обменную части, а мнимая часть содержит два параметра:  $N_W$  и  $\alpha$ . Такое представление потенциала поглощения позволяет избежать введения феноменологической мнимой части, например, в форме потенциала Вудса–Саксона. С другой стороны, потенциал поглощения имеет микроскопическую основу, а введение параметра  $\alpha$  дает возможность реализовать вывод многоканальной теории рассеяния о том, что радиус потенциала поглощения больше, чем радиус вещественной части потенциала. Сечения упругого рассеяния, вычисленные при отдельных значениях параметров  $N_W$  и  $\alpha$ , сравниваются с экспериментальными результатами. Описанный выше подход успешно используется для получения информации о среднеквадратичных радиусах распределения плотности нейтронов и протонов в ядрах. В табл. 3.2 [164] приведены такие значения для различных ядер. Результаты микроскопического анализа находятся в согласии с выводами, которые были сделаны ранее в экспериментальных [1, 3, 65] и теоретических исследованиях [89] о существовании нейтронного гало в  $^{11}\text{Li}$ . На рис. 3.8 показаны распределения плотности нейтронов и протонов в тех же ядрах. Хорошо выражен «хвост» нейтронного распределения в ядре  $^{11}\text{Li}$ . Видно также, что со стороны протонной линии стабильности «хвосты» протонных плотностей в  $^8\text{B}$  и  $^7\text{Be}$  существенно превышают нейтронные и тем самым позволяют говорить о существовании протонной «шубы» в этих двух ядрах.

Анализ данных по упругому рассеянию ионов  $^{6,7,9,11}\text{Li}$  и  $^{4,6,8}\text{He}$  на мишенях из  $^{12}\text{C}$ ,  $^{28}\text{Si}$  или на протонной мишени также потребовал модификации параметров потенциала для учета наличия гало в ядрах  $^{11}\text{Li}$  и  $^{6,8}\text{He}$  [167]. К аналогичному выводу привела и интерпретация результатов по упругому рассеянию  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{C}$  на мишени из  $^{12}\text{C}$  при энергии 60 МэВ/А.

Ядра на границе нуклонной стабильности имеют чрезвычайно малую энергию связи валентных нуклонов. Так, если в стабильных ядрах энергия

Таблица 3.2. Среднеквадратичные радиусы распределения плотности нейтронов, протонов и вещества, фм

Ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	$\delta r_{np}$
${}^7\text{Be}$	2,237	2,549	2,420	-0,312
${}^8\text{B}$	2,190	2,680	2,507	-0,490
${}^{11}\text{Li}$	3,255	2,235	3,011	1,020
${}^{11}\text{C}$	2,326	2,456	2,398	-0,130
${}^{12}\text{C}$	2,387	2,406	2,396	-0,019
${}^{28}\text{Si}$	2,953	2,982	2,967	-0,029

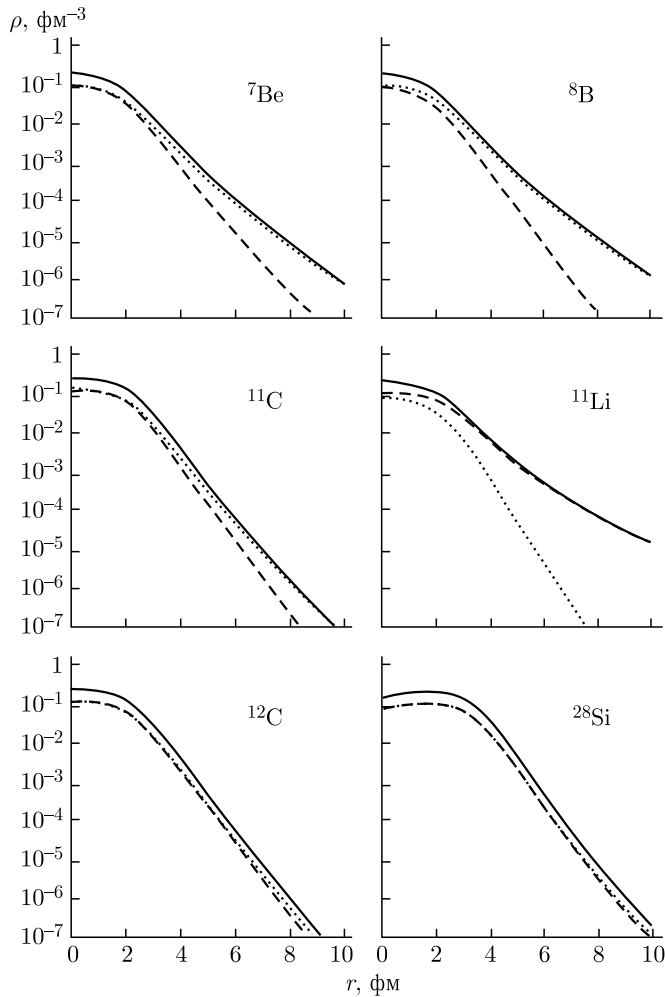


Рис. 3.8. Распределения плотностей нейтронов (штриховая), протонов (точечная) и ядерного вещества (сплошная линия) в различных ядрах [164]

связи нейтрона составляет 6–8 МэВ, то для сильно нейтронно-избыточных ядер, таких как  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$ , энергия связи нейтрона (или двух нейтронов) составляет несколько сот кэВ. Это приводит к широкому распределению плотности нейтронов в таких ядрах (см. рис. 3.8).

Волновую функцию для внешнего нейтрона можно представить в виде

$$\Psi(r) = \left(\frac{2\pi}{k}\right) \frac{e^{-kr}}{r} \left[ \frac{e^{kR}}{(1+kR)^{1/2}} \right], \quad (3.14)$$

где  $R$  — ширина потенциала. Используя эту волновую функцию, можно записать распределение плотности нейтрона:  $\rho(r) = |\Psi(r)|^2$ . Параметр  $k$  определяет наклон плотности на хвосте распределения и связан с энергией связи нейтрона ( $E_n$ ):  $hk = 2\mu E_n$ , где  $\mu$  — приведенная масса системы. Из этого выражения видно, что когда  $E_n$  уменьшается,  $k$  принимает малое значение и хвост распределения имеет большую протяженность. Это приводит, как уже отмечалось выше, к существованию так называемого нейтронного гало у слабосвязанных нейтронно-избыточных ядер.

**3.3.2. Импульсное распределение слабосвязанных ядер.** Одним из методов получения информации о нейтронном гало, в том числе о корреляциях между нейтронами гало, является измерение импульсного распределения продуктов — кора и нейтронов гало, образовавшихся при фрагментации ядер с гало [71, 77, 78, 81–84, 98, 167–172].

Практически все ядра, имеющие двухнейтронные гало, являются нуклонно-стабильными, в то время как ядра, отличающиеся от этих ядер на один нейтрон, являются нуклонно-нестабильными (для таких ядер с двухнейтронным гало принято название «борромияновские» [26]). Таким образом, очевидно, что корреляции между двумя валентными нейтронами стабилизируют ядра с гало.

Импульсное распределение нейтрона выражается фурье-преобразованием волновой функции

$$f(p) = C/(p_i^2 + k^2). \quad (3.15)$$

Ширина импульсного распределения зависит от параметра  $k$ . В отличие от распределения плотности уменьшение  $E_n$  приводит к уменьшению ширины импульсного распределения. Это очевидное следствие принципа неопределенности: когда пространственное распределение широкое, то импульсное распределение узкое. Таким образом, наличие нейтронного гало в ядрах определяют как протяженное распределение нейтронной плотности и узкое импульсное распределение продуктов фрагментации.

В модели фрагментации предложенная Гольдхабером [172] ширина импульсного распределения фрагментов описывается в рамках ферми-движения или температуры, соответствующей энергии связи. Модель позволяет получить выражение для ширины импульсного распределения фрагмента бомбардирующего иона ( $\sigma$ ), которая зависит от средней энергии связи внешних



валентных нуклонов ( $\langle \varepsilon \rangle$ ) и от масс фрагмента ( $A_F$ ) и бомбардирующей частицы ( $A_P$ ):

$$\sigma^2 = 2m_u \langle \varepsilon \rangle \frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P}, \quad (3.16)$$

где  $m_u$  — единица атомной массы, или

$$\sigma^2 = 2m_u \langle \varepsilon \rangle \frac{A_P - 1}{A_P} \quad (3.17)$$

для отрыва одного нуклона.

Позднее был сделан анализ импульсного распределения тяжелого фрагмента ядра пучка, разваливающегося в канале с испусканием одного нуклона, и показано, что импульсное распределение испущенного нуклона на поверхности ядра пучка может быть получено из измеренного импульсного распределения фрагмента. Эта идея была расширена для применения к испусканию двух и более нуклонов при развале ядра пучка.

Первые работы по измерению продольного импульса  ${}^9\text{Li}$  [77] и углового распределения отдельного нейтрона [70] при фрагментации  ${}^{11}\text{Li}$  не показали зависимости от ядра мишени, что привело к выводу: механизм реакции играет несущественную роль при фрагментации ядер с гало. Поэтому был сделан вывод о том, что импульсные распределения непосредственно дают информацию о внутреннем движении нейтронов в гало. Однако более поздние работы (например, [81]) при использовании пучка  ${}^{11}\text{Be}$  показали, что распределения нейтронов определенно зависят от механизма реакции, в то время как распределения продольного импульса тяжелого фрагмента (ядра кора) не зависят. Таким образом, распределение продольного импульса ядра кора стало считаться прямым отражением волновой функции основного состояния ядра с гало, т. е. распределения внутреннего импульса нуклонов гало.

Приведем некоторые примеры.

Измерения импульсных распределений фрагментов, образовавшихся при фрагментации ядер  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{14}\text{Be}$ , проводились в работах [4, 70, 77, 78, 83, 84, 167]. Результаты для налетающих ядер  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Be}$  показаны на рис. 3.9 в качестве примера. Видно, что распределения продольного импульса ядер-фрагментов  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{Be}$ , образовавшихся при развале  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Be}$  соответственно, очень узкие. Распределения поперечного импульса имеют узкую компоненту, лежащую на широком распределении. Эти малые ширины, порядка 20–30 МэВ/с, в соответствии с принципом неопределенности позволили сделать вывод о том, что нейтроны в гало имеют широкое пространственное распределение.

В работе [197] представлены экспериментально измеренные импульсные распределения  ${}^4\text{He}$ , полученные из развала  ${}^6\text{He}$  (10 МэВ/А) на двух мишенях: тяжелой (золото) и легкой (углерод). Результаты измерений представлены на рис. 3.10. Полученные распределения описывались функциями Гаусса. Наблюдаются узкие импульсные распределения ( $\sigma = 28\text{--}29$  МэВ/с). Если

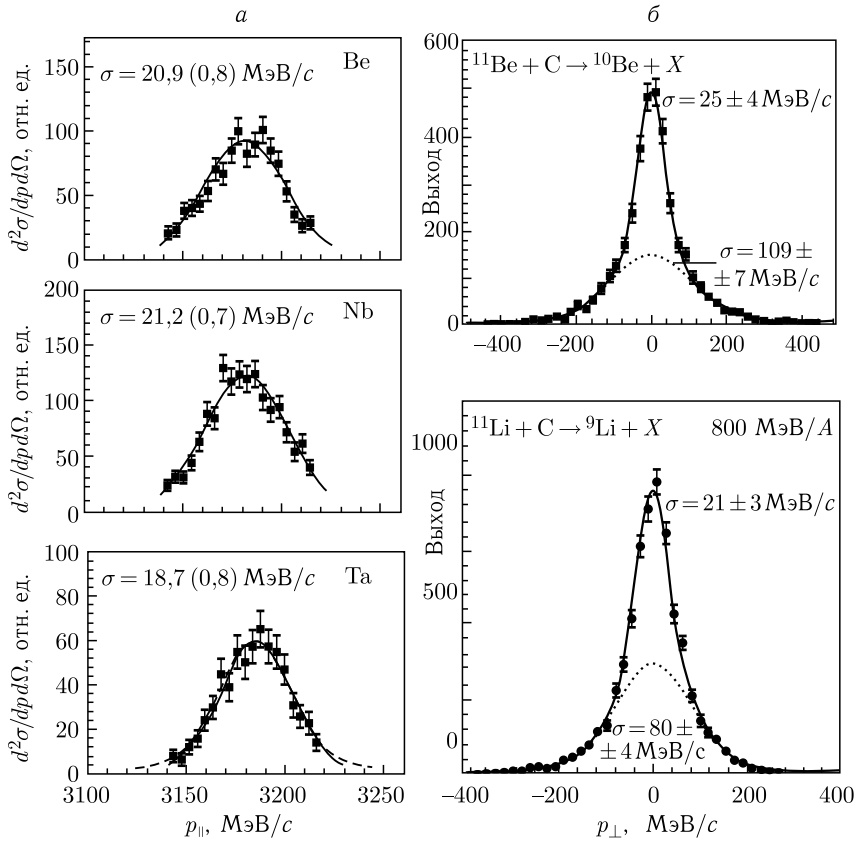


Рис. 3.9. Распределения продольного импульса  $^9\text{Li}$ , образованного при фрагментации  $^{11}\text{Li}$  на мишенях из бериллия, ниобия и тантала (а), и поперечного импульса  $^9\text{Li}$  и  $^{10}\text{Be}$ , образованных при фрагментации ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Be}$  на мишени из углерода (б) [4, 77]

бы ядро  $^6\text{He}$  было обычным, а не галоидальным, то эта величина составляла бы около 100 МэВ/с [197]. Малая ширина импульсного распределения подтверждает наличие гало (или «шубы») в  $^6\text{He}$ . Мы попытались оценить вклад широкой компоненты в случае развала  $^6\text{He}$  на мишени из золота. Вклады широкой и узкой компонент приблизительно одинаковы (рис. 3.10). Эти результаты сравнивались с данными, полученными для  $^4\text{He}$  из развала ядра  $^6\text{Li}$ . Ширины измеренных распределений составили 46–55 МэВ/с, что является промежуточным значением по отношению к ширинам распределений от развала  $^6\text{He}$  и обычных ядер, причем эта ширина мало зависит от энергии пучка. Если бы  $^6\text{Li}$  был обычным ядром, то эта величина составляла бы  $\sim 100 \text{ МэВ/с}$  [197]. Ядро  $^6\text{Li}$  не является сильносвязанным — его развал на  $\alpha$ -частицу и дейтрон идет при энергии 1,474 МэВ. Не исключено, что развал может идти из более высоколежащего состояния ( $0^+$ , 3,563 МэВ), являющегося изобар-аналогом основного состояния  $^6\text{He}$  и расположенного ниже

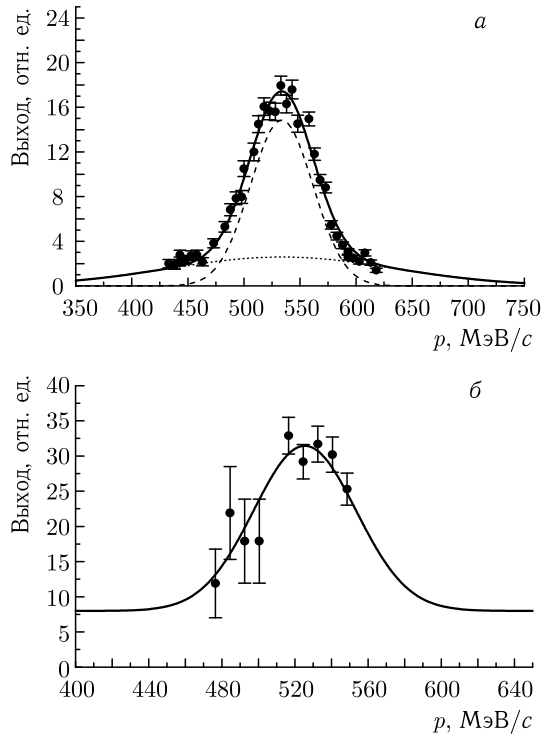


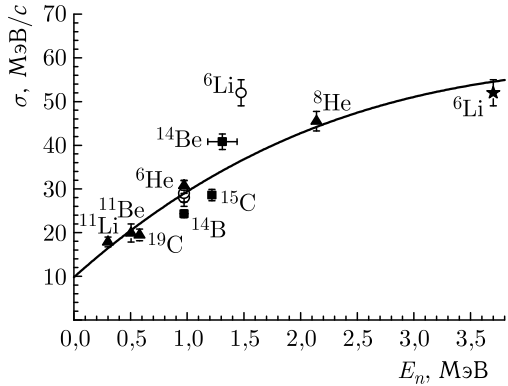
Рис. 3.10. Импульсное распределение  ${}^4\text{He}$ , полученного из развала  ${}^6\text{He}$ : а) на ядрах золота при энергии 10 МэВ/А (точки — эксперимент, штриховая и точечная кривые соответствуют ширинам  $\sigma = (28 \pm 1)$  и 100 МэВ/с; сплошная кривая — сумма вкладов от двух компонент); б) на ядрах углерода (точки — эксперимент, сплошная кривая — распределение с шириной  $\sigma = (29 \pm 3)$  МэВ/с)

трехтельного порога развала  ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + p + n$  (3,699 МэВ) всего на 136 кэВ. Значение  $\sigma \sim 46\text{--}55$  МэВ/с может быть объяснено тем, что возбужденное состояние  ${}^6\text{Li}$  имеет галообразную структуру, образованную из нейтрона и протона вне  $\alpha$ -частицы и характеризуемую увеличением радиуса ядра в этом состоянии.

В работе [197] представлена систематика ширин  $\sigma$  импульсных распределений фрагментов развала различных ядер в зависимости от энергии связи одного или двух нейтронов в этих ядрах (рис. 3.11).

Показано, что наблюдается плавное увеличение ширины с ростом энергии связи. В случае  ${}^6\text{Li}$  значение  $\sigma$  представлено для  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + d$  порога (светлый кружок), а также для  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + n + p$  порога (звездочка). В последнем случае значение  $\sigma$  согласуется с тенденцией его роста для остальных ядер. Таким образом, есть основания полагать, что этот результат поддерживает гипотезу о существовании возбужденного состояния в  ${}^6\text{Li}$  в виде  $(np)$ -гало, которое было ранее предсказано в работе [198].

Рис. 3.11. Ширины  $\sigma$  импульсных распределений фрагментов развала различных слабосвязанных ядер в зависимости от энергии связи одного или двух нейтронов  $E_n$  в этих ядрах [197]. Два значения для  ${}^6\text{Li}$  соответствуют развалу  ${}^4\text{He} + d$  ( $\circ$ ) и  ${}^4\text{He} + n + p$  ( $\star$ ). Сплошная линия — результат фитирования полиномом третьей степени



Здесь следует отметить, что экспериментальные данные по ширинам импульсных распределений, как это следует из приведенных выше формул, могут служить для получения информации об энергии связи валентных нейтронов в экзотических ядрах.

Импульсные распределения продуктов фрагментации определяются не только их внутренним движением во фрагментирующем ядре (т.е. волновой функцией бомбардирующей частицы), но и механизмом реакции [167, 169]. Это особенно наглядно показывают измеренные распределения испускаемых нейтронов.

В работах [70, 167] измерялись распределения нейтронов при развале ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{14}\text{Be}$ . На рис. 3.12 в качестве примера показаны распределения поперечного импульса нейтронов из реакций  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  с ядрами  ${}^{12}\text{C}$ . Все они имеют широкую компоненту, на которую в случае  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ , т.е. ядер с гало, накладывается вторая узкая компонента. В работе [167] (рис. 3.13) эта компонента связывается с последовательным распадом ядра: первый нейтрон испускается при взаимодействии ядра  $A$  с мишенью, и образуется промежуточное несвязанное состояние  $(A - 1)$ , которое впоследствии распадается путем испускания очередного нейтрона. В этом случае ширина нейтронного распределения

$$\sigma^2(n) = \frac{2m_u S_n}{A(A-1)} + \frac{2m_u Q}{3} \frac{(A-2)}{(A-1)} \quad (3.18)$$

определяется значением энергии распада  $Q$  промежуточного состояния, так как первое слагаемое намного меньше второго. Влияние могут оказывать и другие каналы реакции, такие как прямой развал и последовательный распад с возбужденных уровней.

В то же время ширина распределения тяжелого фрагмента  $(A - 2)$  выражается следующей формулой:

$$\sigma(A-2)^2 = 2M_p S_n \frac{(A-2)^2}{A(A-1)} + 2M_p Q \frac{(A-2)}{3(A-1)}, \quad (3.19)$$

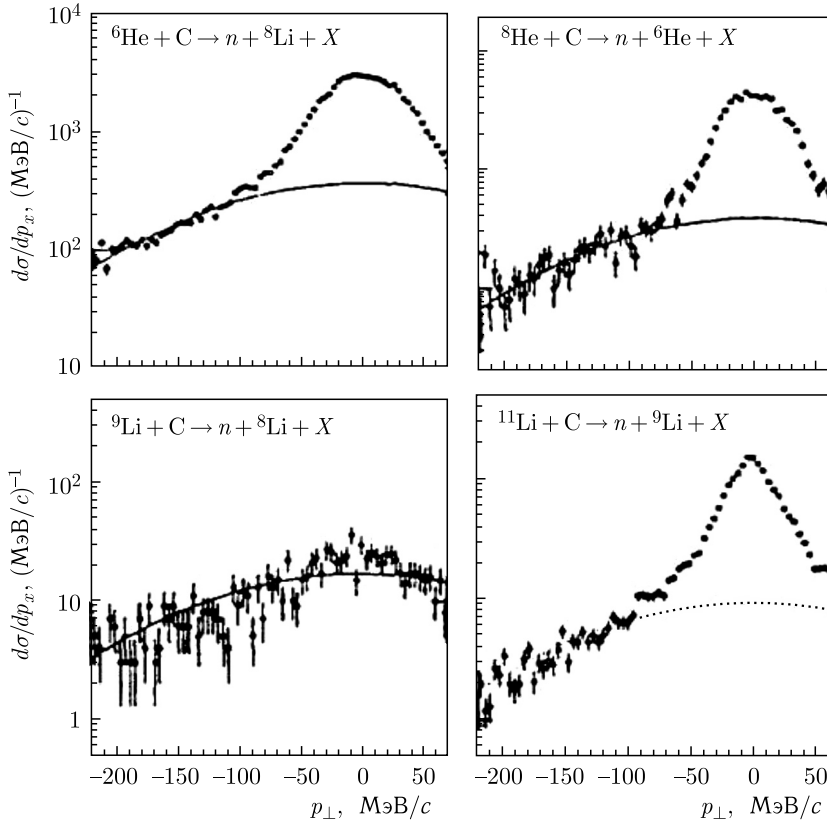


Рис. 3.12. Распределения поперечного импульса нейтронов при фрагментации нейтронно-обогащенных ядер  ${}^6,8\text{He}$ ,  ${}^9,11\text{Li}$  при энергии 790 МэВ [167]

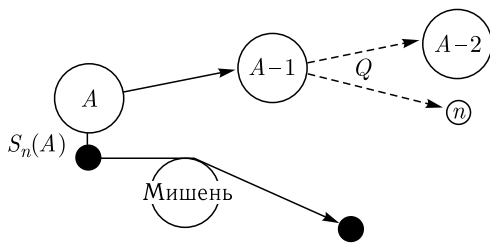


Рис. 3.13. Диаграмма последовательного распада через промежуточный резонанс (A-1)

где второе слагаемое много меньше первого. Поэтому  $\sigma(A-2)^2$  не зависит от процесса последовательного распада, а определяется в основном фрагментацией и плавно растет с энергией связи одного или двух нейтронов. Кроме того, ширины измеренных поперечных распределений нейтронов от развала  ${}^{11}\text{Be}$  становятся уже с увеличением массы ядра мишени [70]. Этот факт указывает на

растущее влияние кулоновского взаимодействия. Однако до сих пор нет определенного количественного вывода о влиянии относительного вклада разных процессов на ширины поперечных сечений.

На основе вышесказанного можно сделать вывод о том, что информацию о внутреннем движении нуклонов на поверхности ядра необходимо извлекать

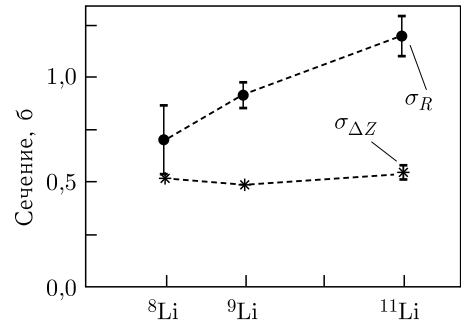


Рис. 3.14. Сечения реакций, идущих с изменением заряда,  $\sigma_{\Delta Z}$  и полные сечения реакций  $\sigma_R$  при взаимодействии  $^{11}\text{Li}$  ( $E = 80$  МэВ/А) с мишенью из  $^{12}\text{C}$  [76]

не из распределения нейтронов, а из импульсных распределений тяжелых фрагментов. Следует также отметить, что импульсные распределения фрагментов развала являются узкими лишь в том случае, если они получаются при отрыве валентных нейтронов (одного или двух, в зависимости от гало ядра). В остальных случаях — при отрыве большего числа нейтронов или протонов — ширины больше. Это свидетельствует о том, что только нейтроны на внешней орбите дают вклад в гало.

Кроме того, эксперименты [75, 76] на пучках  $^{8,9,11}\text{Li}$  при энергии 80 МэВ/А, в которых определялись полные сечения реакций ( $\sigma_R$ ) и сечения реакций, ведущих к изменению заряда ( $\sigma_{\Delta Z}$ ), показали, что значение  $\sigma_{\Delta Z}$  остается практически постоянным, в то время как  $\sigma_R$  растет с увеличением массы ядер пучка (рис. 3.14). Это обстоятельство свидетельствует о том, что среднеквадратичный зарядовый радиус всех литиевых изотопов не зависит от их массы. Это также подтверждает, что протяженное распределение ядерного вещества в  $^{11}\text{Li}$  является следствием влияния последних двух слабосвязанных нейтронов.

Резкое увеличение ядерных радиусов для  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и  $^{17}\text{B}$  и узкое импульсное распределение фрагментов развала, как уже было отмечено,

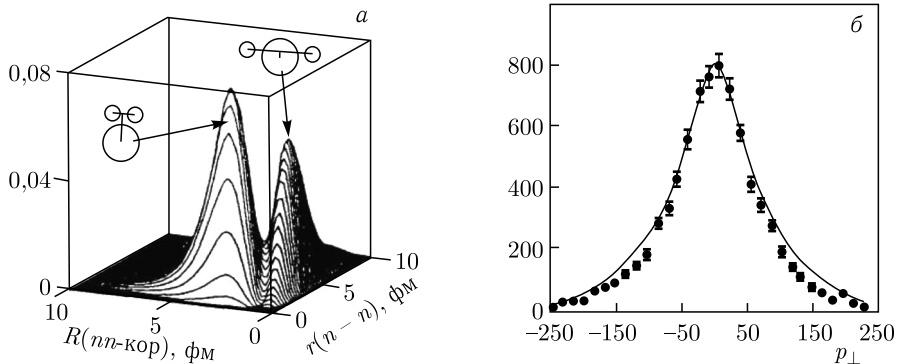


Рис. 3.15. Трехчастичный расчет пространственного распределения двух нейтронов в волновой функции ядра  $^6\text{He}$  (а) и распределение импульса  $^4\text{He}$  в том же расчете [89] (б)

свидетельствует о наличии в этих ядрах нейтронного гало. За исключением  $^{11}\text{Be}$  все эти ядра имеют два валентных нейтрона на последней орбите, а также сильно выраженную трехчастичную конфигурацию, включающую два слабосвязанных нейтрона и сильносвязанный кор. Между тем связь между волновой функцией и энергией связи в этом случае гораздо сложнее, чем в случае ядер с однеитронным гало. Существует много расчетов структуры ядер с гало, учитывающих трехчастичное взаимодействие.

Наиболее корректным описанием корреляций является микроскопический трехчастичный подход, учитывающий взаимодействие нейтронов с кором. Например, такие расчеты сделаны в работе [89]. Результаты этих расчетов для ядра  $^6\text{He}$  показаны на рис. 3.15, а. На рис. 3.15, б показано распределение поперечного импульса  $p_{\perp}$  ядра  $^4\text{He}$  из фрагментации  $^6\text{He}$  в сравнении с трехчастичным расчетом: видно хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных. В двухнейтронных плотностях наблюдаются два пика: один соответствует сигарообразной форме, а другой — динейтронной конфигурации. На самом деле может быть смесь этих двух состояний в ядре  $^6\text{He}$ , однако экспериментально это пока не подтверждено.

### 3.4. Реакции с экзотическими ядрами

**3.4.1. Упругое рассеяние пучков радиоактивных ядер.** Анализ угловых распределений упругого рассеяния ядер дает информацию о форме и величине ядерного потенциала, а также о параметрах самих ядер (их форме, среднеквадратичных радиусах распределений нуклонов, зарядов и т. п.). Как правило, используются различные подходы к анализу угловых распределений упруго рассеянных ядер — полуклассический подход, феноменологическая или полумикроскопическая оптическая модель. В соответствии с квазиклассическим рассмотрением упругого рассеяния частица движется по классической траектории и может испытать неупругое взаимодействие, выводящее ее из упругого канала. В этом случае, исследуя зависимости экспериментальных данных по упругому рассеянию от расстояния наибольшего сближения  $D = (a/2)(1 + \text{cosec } \theta/2)$ , где  $a = Z_p Z_t e^2 / E$  ( $Z_p$  и  $Z_t$  — заряды ядра-снаряда и ядра мишени;  $E$  — энергия бомбардирующего ядра;  $\theta$  — угол рассеяния), можно определить как радиус взаимодействия частиц, так и радиус сильного поглощения, т. е. расстояние между центрами соударяющихся ядер, на котором интенсивность потока в упругом канале убывает вдвое. Были проведены эксперименты на пучках радиоактивных ядер  $^6\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$  по исследованию их упругого рассеяния [198]. В этих экспериментах было обнаружено сильное различие в угловых распределениях между ядрами  $^6\text{He}$  и  $^6\text{Li}$ , а также ядрами  $^7\text{Li}$  и  $^{11}\text{Li}$ . Анализ этого различия показал, что оно может быть объяснено влиянием нейтронного гало в ядрах  $^6\text{He}$  и  $^{11}\text{Li}$ . Таким образом, в опытах по упругому рассеянию радиоактивных ядер было подтверждено экспериментально существование нейтронного гало в некоторых ядрах. Эксперименты

по упругому рассеянию пучка ядер  $^8\text{B}$  показали существование в этом ядре широкого распределения протонов, радиус которого оказался больше нейтронного (протонное гало).

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в Дубне был проведен цикл экспериментов по изучению упругого рассеяния  $^6\text{He}$  на разных мишенях, в том числе на водородной мишени. Из анализа данных был сделан вывод о существовании в  $^6\text{He}$  динейтронной конфигурации [199]. Эксперименты в этом направлении весьма перспективны с точки зрения получения информации о потенциалах экзотических ядер. При этом необходима хорошая статистика, особенно для задних углов рассеяния, что требует высоких интенсивностей пучков радиоактивных ядер. Это эксперименты будущего.

**3.4.2. Реакции полного слияния.** Проблема взаимодействия ядер с нейтронным гало уже почти 10 лет является предметом экспериментальных и теоретических исследований. Однако до сих пор не получен однозначный вывод об особенностях взаимодействия таких ядер. Особый интерес с этой точки зрения представляют реакции с пучком  $^6\text{He}$ , приводящие к образованию составных ядер и их последующим распадам по каналам испарения нейтронов или деления.

Первой экспериментальной работой, в которой изучалась реакция деления составного ядра  $^{215}\text{At}$ , образовавшегося при взаимодействии  $^6\text{He}$  с ядрами  $^{209}\text{Bi}$ , и было обнаружено существенное увеличение сечения в подбарьерной области энергий по сравнению с расчетами по статистической модели, была работа [200]. Несколько ранее эффект усиления вероятности слияния в подбарьерной области был предсказан в ряде теоретических работ [201]. В частности, для  $^{11}\text{Li}$  была показана возможность увеличения вероятности проникновения (туннелирования) через потенциальный барьер вследствие протяженного распределения нейтронной плотности по сравнению с обычными атомными ядрами, расположенными вблизи долины стабильности. Такие распределения, как показано в работе [202], могут привести к «спариванию коллективных степеней свободы» и, соответственно, увеличению сечения реакции взаимодействия особенно в подбарьерной области энергий. Протяженное распределение ядерной материи характерно для нейтронно-избыточных легких ядер, у которых наличие валентных нейтронов может приводить к образованию нейтронного гало. К ядрам с такой структурой, в частности, относятся  $^6\text{He}$  и  $^{11}\text{Li}$ . С другой стороны, такие ядра являются слабосвязанными, что должно приводить к увеличению вероятностей их развала, который может сопровождаться последующим слиянием ядра-остатка («кора») с ядром мишени или реакциями передачи нуклонов без дальнейшего слияния ядер. Такое многообразие процессов в принципе затрудняет анализ экспериментальных данных и вызывает необходимость учета всех каналов реакции.

После первой экспериментальной работы по изучению реакции слияния-деления с ядрами  $^6\text{He}$  [200] был предпринят ряд экспериментов с целью опре-



деления вероятности слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера [202, 203]. Однако полученные в этих работах данные являются достаточно противоречивыми и требуют большей статистической надежности и проведения более информативных экспериментов с выделением всех каналов реакции. Наличие таких противоречивых данных свидетельствует о трудностях постановки экспериментов на пучках радиоактивных ядер, в первую очередь, из-за слабой интенсивности вторичных пучков, что не позволяет получать статистически надежные результаты, особенно в области энергий вблизи

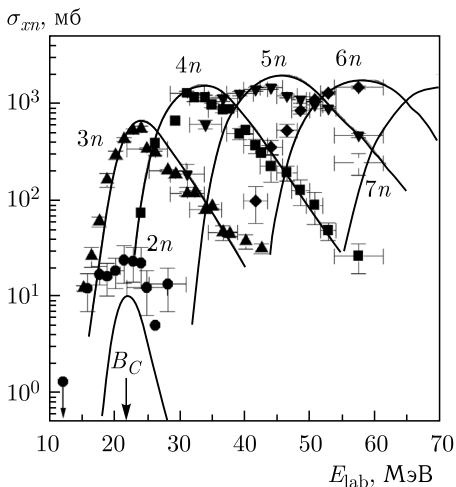
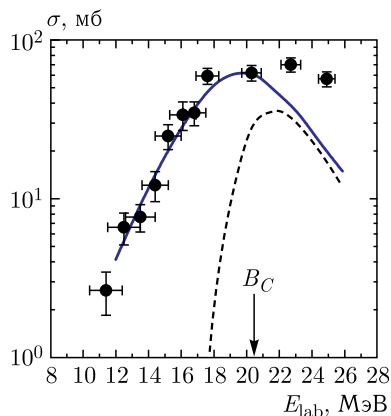


Рис. 3.16. Функция возбуждения для реакции слияния  ${}^{197}\text{Au} + {}^6\text{He} \rightarrow {}^{203-xn}\text{Tl}$ , где  $x = 2-7$ . Сплошные линии — результаты расчетов по статистической модели [205]

кулоновского барьера. Последний эксперимент, проведенный в Дубне на ускорительном комплексе DRIBs, подтвердил результаты по усилению вероятности слияния ядер с нейтронным гало вблизи кулоновского барьера [204]. В этом эксперименте определялись сечения образования составных ядер в зависимости от энергии бомбардирующей частицы (функция возбуждения).

На рис. 3.16 представлены экспериментальные результаты по измерению функции возбуждения для реакции  ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, 2n){}^{201}\text{Tl}$ . Сечения и функция возбуждения для реакции с испусканием двух нейтронов, в которой образуется ядро  ${}^{201}\text{Tl}$ , не согласуются с предсказанием статистической модели. Расчетные значения оказались заметно меньше экспериментальных результатов. Это может быть объяснено тем, что реакция полного поглощения ядра  ${}^6\text{He}$  ядром  ${}^{197}\text{Au}$  имеет значение  $Q$ -реакции, равное 12,2 МэВ, что делает реакцию с испарением двух нейтронов глубокоподбарьерной. В этом случае расчеты сечений, в которых слияние описывается проникновением  ${}^6\text{He}$  через барьер, могут приводить к заниженным значениям. Такое же отличие от расчетов по статистической модели видно в представленной на рис. 3.17 функции возбуждения для реакции  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$ . Сечение этой реакции в максимуме в соответствии с расчетами по статистической модели (штриховая кривая) должно быть мало, так как ее максимум расположен при энергиях ниже кулоновского барьера. Однако из представленных на этом рисунке экспериментальных данных видно, что даже при энергии частиц  ${}^6\text{He}$  на 7 МэВ ниже кулоновского барьера реакции  ${}^{206}\text{Pb} + {}^6\text{He}$  сечение образования  ${}^{210}\text{Po}$  — продукта после испарения из составного ядра двух нейтронов — составляет заметное значение  $\sim 10$  мб. Таким образом, из наблюдения реакций с испарением двух нейтронов в подбарьерной области

Рис. 3.17. Функция возбуждения для реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ . Точки — значения сечений образования  $^{210}\text{Po}$ , полученные из двух разных экспериментов; штриховая кривая — расчеты функции возбуждения реакции по статистической модели; сплошная — результаты расчетов сечений образования  $^{210}\text{Po}$  по двухступенчатой модели слияния, учитывающей процесс последовательной передачи нейтронов [181]



энергий, а также вида функций возбуждения для этих реакций можно утверждать, что наблюдается существенное увеличение сечений реакций слияния с ядрами  $^6\text{He}$  вблизи кулоновского барьера. На этом же рисунке показаны результаты расчетов вероятности слияния в рамках двухступенчатой модели слияния [206].

По этой модели предполагается, что происходит последовательная передача нейтронов из ядра  $^6\text{He}$  ядру мишени. При этом энергия возбуждения ядерной системы возрастает на величину  $E_{\text{cm}} + Q_{\text{gg}}$ , что существенно превышает энергию кулоновского барьера и приводит к проникновению на последнем этапе  $\alpha$ -частицы через барьер. Согласие экспериментальных данных с расчетными свидетельствует о том, что процесс последовательной передачи нейтронов для ядер с нейтронным гало, по-видимому, является основным фактором, влияющим на вероятность их слияния, и увеличивает сечение реакции в глубокоподбарьерной области энергий.

**3.4.3. Реакции передачи.** Интересный эффект наблюдался также при исследовании функций возбуждения реакций передачи нейтронов с ядра  $^6\text{He}$  на ядра мишени  $^{197}\text{Au}$ . На рис. 3.18 представлены функции возбуждения реакций с образованием изотопов золота  $^{196}\text{Au}$  и  $^{198}\text{Au}$  в основном состоянии при взаимодействии  $^6\text{He}$  с ядрами  $^{197}\text{Au}$ . Из полученных данных следует, что вблизи кулоновского барьера наблюдается высокая вероятность передачи одного нейтрона с образованием в этом взаимодействии ядер  $^{198}\text{Au}$  ( $\sigma \sim 1,2$  б). При этом сечение реакции передачи одного нейтрона ядру мишени плавно уменьшается до значения  $Q_{\text{thr}}$ , которое соответствует энергетическому порогу реакции.

Сечение реакции отрыва нейтрона из ядра мишени (образование  $^{196}\text{Au}$ ) плавно уменьшается до кулоновского барьера, а потом при сечении 10 мб наступает некоторое насыщение величины сечения и постепенное ее уменьшение до того же порога реакции ( $Q_{\text{thr}}$ ). Это может объясняться двумя механизмами образования  $^{196}\text{Au}$ . При энергиях выше кулоновского барьера в основном происходит выбивание нейтрона из мишени. При энергиях вблизи

и ниже кулоновского барьера основной вклад в образование  $^{196}\text{Au}$  дает реакция испарения двух нейтронов из  $^{198}\text{Au}$ , которое может образовываться в возбужденном состоянии вблизи кулоновского барьера. Сечение этой реакции сравнимо с полным сечением. Большое сечение передачи одного нейтрона и его уменьшение в области низких энергий (до 5 МэВ) может свидетельствовать о механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона ядра  $^6\text{He}$  с ядром мишени.

Аналогичный пример хорошо известен для  $dp$ -реакций, где в глубоководбарьерной области энергий наблюдается существенное увеличение сечения (так называемый эффект Оппенгеймера–Филипса), связанное с поляризацией слабосвязанного дейтрона. В случае реакции с  $^6\text{He}$  этот эффект может быть выражен сильнее из-за меньшей энергии связи ядра  $^6\text{He}$  по сравнению с дейтроном и большими кулоновскими силами отталкивания  $\alpha$ -частицы в  $^6\text{He}$  по сравнению с протоном в дейтроне.

На рис. 3.18 представлены функции возбуждения для сечений реакций передачи на пучке  $^6\text{He}$  в зависимости от энергии [204] по сравнению с функцией возбуждения реакции передачи на пучке  $^4\text{He}$ . Видно увеличение сечения реакции передачи нейтрона с  $^6\text{He}$  в подбарьерной области энергий по сравнению с  $^4\text{He}$ .

На рис. 3.19 представлены функции возбуждения для сечений разных каналов реакций (слияние и передача) для  $^6\text{He}$  в зависимости от отношения  $E_{\text{cm}}/B_C$ , полученные в работе [204]. Здесь же для сравнения дана функция

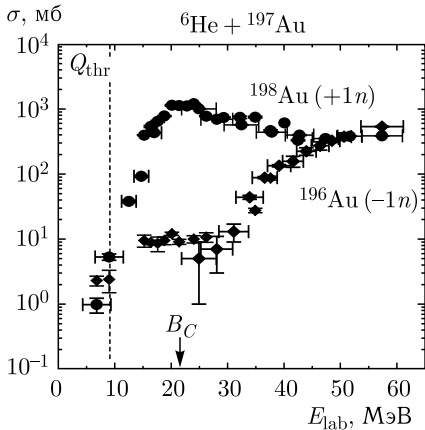


Рис. 3.18. Функция возбуждения для образования ядер  $^{196}\text{Au}$ ,  $^{198}\text{Au}$  в реакции  $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$  [204]

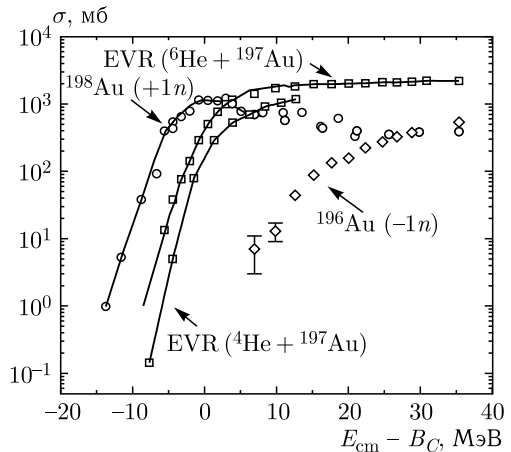


Рис. 3.19. Функция возбуждения для полных сечений реакций слияния (EVR):  $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$  (точки — экспериментальные данные [204], кривые — расчет по модели связанных каналов [18]) и  $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$  (точки — экспериментальные данные [203])

возбуждения реакции слияния ядер  $^{197}\text{Au}$  с  $^4\text{He}$ . Видно увеличение сечения слияния  $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$  в подбарьерной области энергий  $^6\text{He}$  по сравнению с  $^4\text{He}$ .

Таким образом, этот необычный эффект увеличения сечений реакций в подбарьерной области энергий для слабосвязанных ядер может играть важную роль в понимании их структуры.

**3.4.4. Проявление гигантского дипольного резонанса в реакциях с пучками радиоактивных ядер.** Эксперименты с вторичными пучками позволили изучать процесс электромагнитной диссоциации экзотических ядер. Предсказанное [174] большое значение сечения реакции электромагнитной диссоциации для ядер  $^{11}\text{Li}$  было подтверждено в экспериментах при разных энергиях [75, 94]. Аналогичный результат был получен для ядер  $^{11}\text{Be}$  [70, 95] и  $^{6,8}\text{He}$  [88]. Для того чтобы объяснить повышенное сечение кулоновской диссоциации, был предложен новый тип коллективного возбуждения при малых энергиях возбуждения. Эта новая мода возбуждения была названа «мягкой модой дипольного резонанса» [92, 93].

Предполагалось, что гигантский дипольный резонанс (ГДР) может иметь две компоненты. Одна из них является результатом колебаний всех протонов кора по отношению ко всем нейтронам кора. Вторая компонента является результатом осцилляции всего кора по отношению к нейтронам гало.

Эти два процесса показаны схематично на рис. 3.20. Амплитуда колебаний, получивших название «мягкой» моды ГДР, зависит от распределения плотности нуклонов и пропорциональна градиенту распределения плотности, и, следовательно, частота колебаний должна быть очень низкой. Поэтому энергия возбуждения ожидается низкой, в отличие от обычного гигантского резонанса, где энергия возбуждения порядка 20 МэВ. К настоящему времени экспериментально подтверждено существование низкоэнергетического  $E1$ -диполя [28, 82, 94, 95], однако природа механизма возбуждения до сих пор обсуждается: эксперименты [82, 95, 175] указывают на отсутствие коллективного возбуждения и, более того, исключают предположение о присутствии двух нейтронов гало в виде динейтрона. Вместо этого в ряде теоретических работ [99, 176] предполагается прямой развал ядра с гало. Поэтому мягкий дипольный резонанс должен проявляться в структуре ядер с гало либо как низколежащий дипольный уровень, либо как сильное увеличение сечения реакции в области порога при прямом развале.

Энергия мягких ГДР ( $E_{\text{soft.GDR}}$ ) может быть определена на основе обычных моделей, описывающих ГДР. ГДР с нормальной энергией возбуждения вносит вклад в сечение электромагнитной диссоциации ( $\sigma_{\text{EMD}}$ ), однако для легких экзотических ядер около 10% от вероятности полного  $E1$ -перехода объясняется вкладом мягкой моды дипольного резонанса. Для  $E1$ -перехода его вероятность пропорциональна квадрату числа нейтронов, участвующих в возбуждении; так, для  $^{11}\text{Li}$  отношение мягкой моды дипольного резонанса к обычной составляет  $2^2 : 6^2$ . В этом случае, чтобы воспроизвести наблюдае-

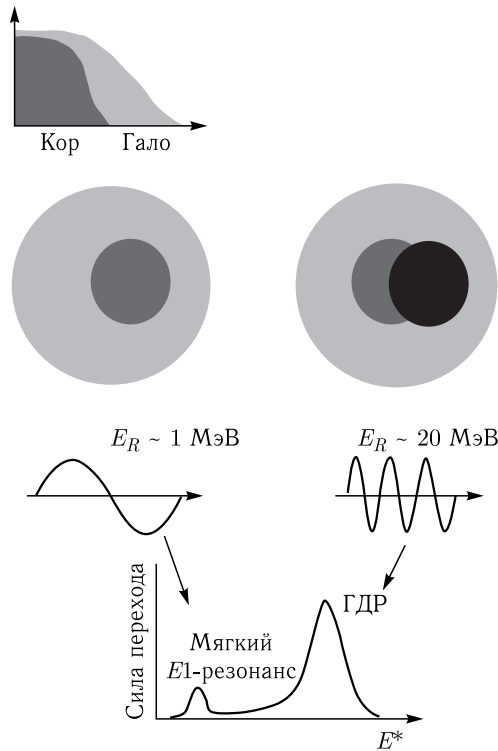


Рис. 3.20. Схематичное представление двух компонент дипольного резонанса в нейтронно-избыточных ядрах с гало

мое сечение  $\sigma_{\text{EMD}}$  ( $^{11}\text{Li} + \text{Pb}$ ), энергия  $E_{\text{softGDR}}$  должна быть  $(0,9^{+0,5}_{-0,3})$  МэВ. Энергия резонанса  $E_{\text{softGDR}}$  оказалась независимой от  $\Gamma_{\text{softGDR}}$ . Таким образом, энергия возбуждения мягкой моды дипольного резонанса получается достаточно маленькой.

Впервые наличие мягкой моды дипольного резонанса было экспериментально обнаружено для ядра  $^{11}\text{Li}$  в работе [28]. В этой работе в реакции двойной перезарядки с пионами  $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$  удалось наблюдать в спектре пионов уровень  $E^* = (1,2 \pm 0,1)$  МэВ и приписать ему спин и четность  $1/2^+$ ,  $3/2^+$  или  $5/2^+$ , на основании чего был сделан вывод о наблюдении  $E1$ -перехода. Однако этот результат, по мнению авторов, не является однозначным, так как в реакциях перезарядки слабо возбуждаются коллективные состояния.

Эксперименты, нацеленные на выяснение существования и природы мягкой моды дипольного резонанса, ведутся в разных научных центрах (Мичиган, США; RIKEN, Япония; ОИЯИ, Дубна).

Недавно в работе [96], в согласии с результатом пионерской работы [28], в реакции  $^{11}\text{Li} + p$  было обнаружено возбужденное состояние ядра  $^{11}\text{Li}$  при  $E^* = 1,25$  МэВ, что, по мнению авторов, соответствовало возбуждению гало

в этом ядре. Экспериментальное сечение неупругого рассеяния [97] лучше всего описывалось в предположении о передаче орбитального углового момента  $L = 1$  в случае, если имеет место дипольное возбуждение.

Мы затронули здесь лишь часть проблем, связанных со свойствами легких ядер, которые успешно решаются с использованием пучков радиоактивных ядер. Это направление ядерной физики успешно развивается. В ведущих центрах мира создаются фабрики пучков радиоактивных ядер, основной задачей которых будет исследование свойств и структуры легких экзотических ядер. Эти ускорительные комплексы нового поколения позволят иметь пучки радиоактивных ядер с интенсивностью до  $10^{11} \text{ с}^{-1}$  и проводить с ними полноценные эксперименты. По всей вероятности, с помощью новых установок будет сделан следующий шаг к границам нуклонной стабильности в области легких ядер и удастся синтезировать последние нуклонно-стабильные ядра легких и средних элементов, в которых ожидается проявление новых необычных состояний, структурных особенностей и типов распада.

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

Исследованию структуры ядер посвящено большое количество экспериментальных работ. Мы отметим лишь некоторые основные подходы, используемые в последнее время для получения информации о свойствах экзотических ядер.

Один из таких подходов — попытка осуществления прямого наблюдения изучаемого изотопа. Здесь речь идет о ядрах, стабильных по отношению к нуклонному распаду (связанных, долгоживущих). В лучшем случае эксперимент может дать ответ на вопрос — существует данное ядро или нет [42]. Однако, если ядро не наблюдалось, нельзя однозначно сказать, что оно не существует как связанная система. Возможно, чувствительность эксперимента была недостаточной или ядро распалось до того, как достигло детектирующей системы. Примерами таких ядер являются  $^{14}\text{Be}$  и  $^{31}\text{Ne}$  [52]. При прямом наблюдении обычно используются магнитные масс-сепараторы, высокочастотные масс-сепараторы (например, MISTRAL в ЦЕРН), накопительные кольца. Также используются методы измерения времени пролета, циклотронной частоты и др., которые, кроме прямого наблюдения, позволяют измерить массы регистрируемых ядер. Для перечисленных методов и различных областей масс ядер точность определения массы ядра варьируется от 10 до 1000 кэВ.

Другой метод изучения ядер основан на определении значения  $Q$ -реакции для данной реакции, в которой образуется ядро.

Все ядра, стабильные относительно испускания частиц, испытывают  $\beta$ -распад, в частности, нейтронно-избыточные ядра распадаются путем эмиссии электрона, и разница в массах равна

$$Q_{\beta} = M_A - M_D,$$

где  $Q_{\beta}$  — энергия, выделяемая при  $\beta$ -распаде, а  $M_A$  и  $M_D$  — массы материнского и конечного ядер соответственно.

Если измеряется  $Q_{\beta}$  и известна масса одного из ядер, вычисляется масса второго ядра. Однако при расчетах здесь надо иметь в виду, что распад идет или в основное, или в возбужденное состояние дочернего ядра. Поскольку о структуре ядер, далеких от линии стабильности, известно мало, требуются измерения энергии  $\beta$ -частиц и гамма-квантов, испущенных при распаде возбужденных состояний. Надо отметить, что такие измерения сопряжены

с малой статистикой и анализ данных требует большого внимания. В зависимости от статистики и прецизионности определения конечной энергии спектра электронов можно достичь точности определения массы до 10 кэВ.

В настоящей монографии в основном представлены результаты экспериментов, в которых при изучении нейтронно-избыточных ядер использовалось определение  $Q$ -реакции синтеза изучаемого ядра. Ниже мы рассмотрим этот метод более подробно.

Как показано выше, реакции передачи нуклонов являются эффективным методом спектроскопических исследований экзотических ядер. Поскольку необходимо иметь высокое энергетическое разрешение при определении  $Q$ -реакции и возможность разделить основное и возбужденные состояния конечных ядер, в большинстве экспериментов применялись магнитные спектрометры высокого разрешения. Для калибровки обычно использовались реакции, для которых значение  $Q$ -реакции хорошо известно.

Сначала, при существовании лишь пучков легких частиц, применение этих реакций не позволяло отойти далеко от линии стабильности. С развитием ускорителей тяжелых ионов продвижение к границе нейтронной стабильности стало вполне реальным и появилась возможность измерения масс ядер, сильно удаленных от линии  $\beta$ -стабильности.

Кроме метода бинарных реакций, к которым относятся реакции передачи, для спектроскопии нестабильных по отношению к эмиссии нуклонов ядерных состояний используются и другие методы. Например, в последнее время широкое распространение получил метод инвариантной массы.

Ниже будут представлены результаты, полученные при использовании обоих методов.

#### 4.1. Бинарные реакции; метод недостающих масс

Определение массы нуклонно-нестабильных систем возможно, если известны массы и энергии всех других продуктов в выходном канале реакции. В реальных условиях эксперимента это представляется сложным прежде всего с технической точки зрения, особенно в случае образования многих ядер-продуктов реакции. С этой точки зрения бинарные процессы: два ядра (мишени и иона) во входном канале и два ядра-продукта в выходном канале значительно упрощают проблему определения недостающей массы. Как было указано выше, реакции передачи в области относительно низких энергий ( $E < 30$  МэВ/А) наиболее близки к этим условиям.

Реакции передачи нуклонов можно описать с помощью двухтельной кинематики. Для реакции  $A(a, b)B$  измерение энергетического спектра нуклонно-стабильного продукта  $b$ , вылетевшего под определенным углом к пучку налетающих ядер  $a$ , позволяет извлечь информацию о характеристиках ядра отдачи  $B$  — массе и возбужденных состояниях — даже в том случае, когда ядро  $B$  нестабильно по отношению к испусканию нуклонов и прямая регистрация



ядра  $B$  невозможна. Спектрометрическая информация об исследуемом ядре получается на основе измерения энергетического спектра  $E(b)$  ядра  $b$ , из которого извлекается величина  $Q$ -реакции. Этот спектр может иметь довольно сложную структуру, и очень важно учесть разные его составляющие. Пример такого спектра схематически показан на рис. 4.1. Наличие пиков в этом спектре свидетельствует об образовании ядер  $b$  и  $B$  в определенных энергетических состояниях. Если ядро  $b$  не имеет нуклонно-стабильных (связанных) возбужденных состояний, в спектре могут наблюдаться связанные и/или несвязанные (нуклонно-нестабильные) состояния только ядра  $B$ . На рис. 4.1 буквой  $S$  обозначен порог, при котором начинается испускание одного или более нуклонов (например, нейтронов) или кластеров из ядра  $B$ . Могут иметь место различные ситуации.

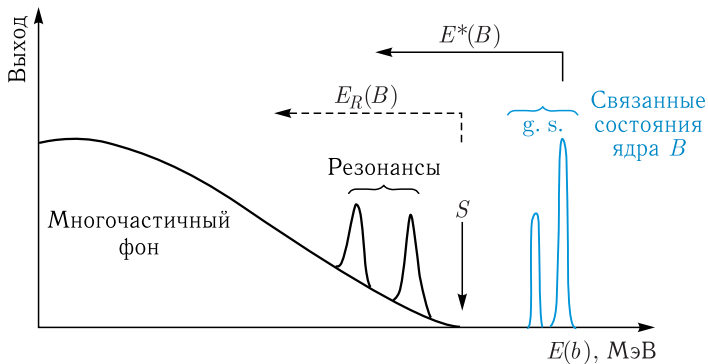


Рис. 4.1. Схематическое представление энергетических спектров, получаемых в двухчастичных реакциях

1. Ядро  $B$  нуклонно-стабильное. Все пики, наблюдаемые справа от  $S$ , соответствуют состояниям, стабильным относительно испускания нейтронов, в то время как пики слева соответствуют нуклонно-нестабильным состояниям. В шкале энергии возбуждения  $E^*(B)$  порог соответствует энергии отделения из ядра одного или двух нейтронов, т. е.  $S_n$  или  $S_{2n}$ :

$$S_n = -M(A, Z) + M(A - 1, Z) + M_n,$$

$$S_{2n} = -M(A, Z) + M(A - 2, Z) + 2M_n,$$

где  $M$  — масса ядер с соответствующими  $A$  и  $Z$ ;  $M_n$  — масса нейтрона (8,071 МэВ [89]).

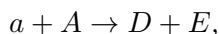
В случае существования нестабильного состояния в ядре  $B$ , распадающемся путем  $B \rightarrow x + C$ , бинарный характер реакции сохраняется, поскольку время жизни  $\tau$  резонанса в системе  $(x + C)$  больше, чем характерное время реакции  $t$  ( $t < 10^{-22}$  с). Поэтому реакции передачи нескольких нуклонов позволяют измерить характеристики состояний изотопов, которые существуют в течение очень короткого времени [45, 148]. Время жизни состояния  $\tau$

определяется из ширины  $\Gamma$  соответствующего пика в спектре регистрируемой частицы  $b$ . Ширина пика дает также косвенную информацию для идентификации квантовых чисел уровней.

2. Ядро  $B$  нестабильно в основном состоянии. В этом случае пики с энергией справа от  $S$  вообще не наблюдаются и самый низколежащий резонанс считается соответствующим основному состоянию ядра  $B$ , а его ширина  $\Gamma$  свидетельствует о времени жизни системы. Энергии таких состояний (резонансов) относительно порога распада будем обозначать  $E_R$ , т. е. порог является нулевой отметкой в шкале  $E_R$ . Основное состояние несвязанного ядра находится слева от  $S$  на величину, равную энергии распада, с испусканием соответствующего числа нуклонов. Возбужденное состояние, например, над порогом испускания нейтрона ( $S_n$ ) имеет резонансную энергию  $E_R$ , которая связана с его энергией возбуждения  $E^*$  выражением  $E_R = E^* - S_n$ .

3. Ядро  $B$  не существует как связанная система: измеряемый спектр  $b$  не содержит пиков — он гладкий.

Остановимся на природе широкого распределения под пиками. В принципе, оно является суперпозицией вкладов разных реакций, ведущих к более чем двум частицам в выходном канале. Одним из возможных процессов является бинарная реакция передачи типа



где  $D = (b + x)$  и  $E = (B - x)$ . В этом случае регистрируемое ядро  $b$  является продуктом распада образованного на первом этапе взаимодействия нуклонно-неустойчивого возбужденного ядра  $D$ , которое, в свою очередь, впоследствии распадается на лету на две частицы:  $b$  и  $x$ . Форма спектра  $b$  рассчитывается как результат распада резонанса  $(b + x)$ , лежащего в области гигантского дипольного резонанса. Такой процесс может вносить свой вклад в конечное состояние системы  $(b + x)$  даже в течение очень короткого времени взаимодействия (порядка  $10^{-22}$  с). Другой механизм имеет место, когда ядро  $B$  распадается на две или более частицы. В принципе, эксперименты с регистрацией лишь одного продукта в реакции с более чем двумя частицами являются кинематически неполными, и эти каналы проявляются в энергетическом спектре  $b$  только в виде широких непрерывных распределений. При отсутствии какого-либо взаимодействия между частицами в конечном состоянии непрерывный спектр описывается кривой фазового пространства этих частиц. Пики, соответствующие резонансам, проявляются на фоне, который связан с процессом, происходящим без образования промежуточного состояния.

Более подробно некоторые аспекты описания кривой фазового пространства представлены в работе [158]. Ясно, что при обработке экспериментальных данных для точного определения позиций пиков и соответствующих им ширин важно правильно учесть различные процессы, вносящие вклад в континуум.

Итак, в подобного рода экспериментах с применением реакций передачи можно определить, существует ли вообще ядро  $B$  как связанная система, измерить его массу, время жизни и обнаружить возбужденные состояния.

Однако для изучения ядра  $B$  необходимо подобрать ядра  $a$ ,  $A$  и  $b$  с хорошо известными свойствами. Предпочтительно выбрать реакцию, в которой регистрируемое ядро  $b$  не имеет нуклонно-устойчивых возбужденных состояний (т.е. ядро  $b$  не должно иметь уровни ниже порога испускания нуклона (нуклонов)). Если регистрируемое ядро  $b$  имеет нуклонно-устойчивые возбужденные состояния, они также будут наблюдаться в спектре, их ширины будут больше ожидаемых вследствие  $\gamma$ -излучения на лету — все это осложняет идентификацию состояний ядра  $B$ . По этой причине при выборе реакции в качестве регистрируемого ядра  $b$  обычно используется одно из следующих ядер:  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^9\text{C}$ ,  ${}^{12,13}\text{N}$ ,  ${}^{13,14}\text{O}$  и  ${}^{17}\text{Ne}$ . Можно использовать и ядра, первые возбужденные уровни которых расположены высоко (например,  ${}^{13}\text{B}$ ,  ${}^{10,12,14}\text{C}$ ,  ${}^{15,16}\text{O}$ ), а также ядро  ${}^{17}\text{F}$ , у которого первый связанный уровень ( $E^* = 0,495$  МэВ и  $J^\pi = 1/2^+$ ), как экспериментально доказано, заселяется очень слабо из-за углового момента  $l = 0$  нейтрона в этом состоянии.

Таким образом, в этом методе:

- калибровка осуществляется с помощью известной реакции, точность 20–50 кэВ;
- возможна идентификация основного состояния (g. s.) и измерение  $E^*$  регистрируемой частицы и/или ядра отдачи;
- реакции характеризуются сильно отрицательным значением  $Q$ -реакции, поэтому имеет место передача больших угловых моментов, которая чаще всего ведет к преимущественному заселению возбужденных состояний по сравнению с основным состоянием;
- в зависимости от реакции синтеза имеет место избирательность при заселении уровней (например,  ${}^{10}\text{Li}$ );
- можно использовать нейтронно-избыточные мишени и пучки ( ${}^{10}\text{Be}$ ;  ${}^{14}\text{C}$ );
- используемые реакции характеризуются малыми сечениями — порядка нанобарн–микробарн;
- большим преимуществом является возможность изучения структуры несвязанных ядер.

Наконец, необходимо отметить, что метод недостающих масс можно применять и для трехтельных реакций. В этом случае реакция подбирается таким образом, чтобы в выходном канале образовались два магических ядра (например,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{56}\text{Ni}$  или  ${}^{40}\text{Ca}$  и  ${}^{20}\text{Ne}$ ) и третье, искомое ядро. Например, в реакции  ${}^{68}\text{Zn} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{26}\text{O} + {}^{56}\text{Ni} + {}^4\text{He}$  (или  ${}^{68}\text{Zn} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{26}\text{O} + {}^{40}\text{Ca} + {}^{20}\text{Ne}$ ) можно, измеряя энергетический спектр  ${}^4\text{He}$  в совпадении с  ${}^{56}\text{Ni}$  (или спектр  ${}^{40}\text{Ca}$  в совпадении с  ${}^{20}\text{Ne}$ ), определить массу и возбужденные уровни в системе  ${}^{26}\text{O}$ . Большие возможности появляются при применении этого метода на пучках радиоактивных ядер.

## 4.2. Метод инвариантной массы

При поисках нуклонных резонансов в ядрах используются также измерения инвариантной массы — ядро изучается путем измерения его распада in-flight. Этот метод спектроскопических исследований не предъявляет особых требований к входному каналу (см., например, [43]). Он используется при больших энергиях в случае фрагментации бомбардирующего иона на толстой мишени (инвариантная масса определяется независимо от энергии пучка), после чего в выходном канале образуется целый ряд частиц,  $x + C + Y + Z + \dots$ . Измеряются импульсы и энергии частиц любой подсистемы из двух или более

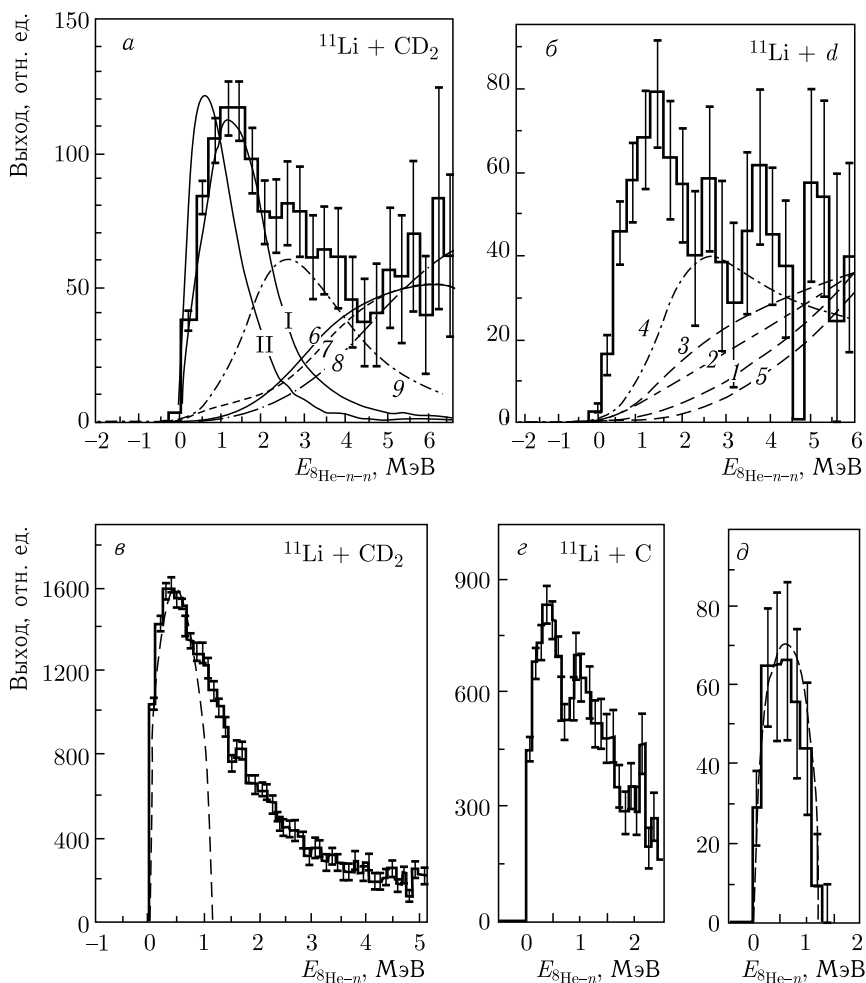


Рис. 4.2. Спектры инвариантной массы  ${}^8\text{He} + n + n$  и  ${}^8\text{He} + n$  из реакций: а)  $\text{CD}_2({}^{11}\text{Li}, 2n{}^8\text{He})$ , б)  $d({}^{11}\text{Li}, 2n{}^8\text{He})$ , в)  $\text{CD}_2({}^{11}\text{Li}, n{}^8\text{He})$ , з)  $\text{C}({}^{11}\text{Li}, n{}^8\text{He})$ , д) распада  ${}^{10}\text{He}$  [43]. Цифры на кривых обозначают расчеты многочастичных фазовых пространств

частиц (например, в самом простом случае —  $(x + C)$ ), если эксперимент нацелен на получение информации о ядре  $B = (x + C)$ ). Исходя из полной кинематической информации о подсистеме  $(x + C)$ , вычисляется инвариантная масса  $B$  в системе центра масс той же подсистемы. Энергия над порогом развала ядра  $B \rightarrow (x + C)$ , которая соответствует энергии распада ( $E_{\text{decay}}$ ), равна разности между инвариантной массой и суммой масс покоя частиц  $x$  и  $C$ . Если в ядре  $B$  имеются резонансные состояния, они наблюдаются как пики в спектре инвариантной массы (рис. 4.2).

Однако этот метод имеет несколько недостатков.

Во-первых, он характеризуется очень малой эффективностью регистрации, особенно для нейтронов, что связано с малым угловым раствором соответствующих детекторов. При этом требуется их высокое угловое разрешение. Кроме того, полная эффективность вследствие ограниченного телесного угла зависит от энергии частиц.

Во-вторых, метод основан на предположении, что регистрируемые частицы находятся в основном состоянии. Однако, например, в случае  $B = {}^{10}\text{Li} = {}^9\text{Li} + n$  ядро  ${}^9\text{Li} = C$  может образоваться в первом нуклонно-стабильном возбужденном состоянии с  $E^* = 2,69$  МэВ. Это состояние распадается на лету, испуская  $\gamma$ -квант, который не регистрируется и не принимается во внимание при вычислении инвариантной массы. События, соответствующие такому случаю, вычисляются так, как будто их масса на 2,69 МэВ ближе к порогу. В результате суперпозиции сечений образования основного и возбужденного состояний спектр инвариантной массы искажается. Эту проблему можно решить двумя способами: измерением  $\gamma$ -квантов или вычислением значения  $Q$  для каждого события на основе известной энергии бомбардирующих частиц.

Дополнительную проблему при использовании этого метода создают распады резонансов промежуточных подсистем с массами тяжелее той, которая измеряется в эксперименте.

Необходимо отметить, что, в отличие от бинарных реакций, в этом методе измеряется основное состояние, а точность определения масс около 100–500 кэВ (хуже, чем в реакциях передачи).

### Список литературы к гл. 1–4

1. Tanihata I. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2676.
2. Tanihata I. et al. // Phys. Lett. 1985. V. 160. P. 380.
3. Tanihata I. et al. // Phys. Lett. 1988. V. B206. P. 592.
4. Kobayashi T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2599.
5. Kobayashi T. et al. // Phys. Lett. 1989. V. B232. P. 51.
6. Hansen P. G., Jonson B. // Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 409.
7. Minamisono T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2058.

8. Schwab W. et al. // Z. Phys. 1995. V. A350. P. 283.
9. Detraz C., Vieira D.J. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1989. V. 34. P. 407.
10. Motobayashi T. et al. // Phys. Lett. 1995. V. B346. P. 9.
11. Barker F.C., Hickey G.T. // J. Phys. G. Nucl. Phys. 1977. V. 2. P. L23.
12. Абрамович С.Н. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 269.
13. Bohlen H.G. et al. // Z. Phys. 1993. V. A344. P. 381.
14. Young B.M. et al. // Phys. Rev. 1994. V. C49. P. 279.
15. Poppelier N.A.F. et al. // Z. Phys. 1993. V. A346. P. 11.
16. Kitagawa H., Sagawa H. // Nucl. Phys. 1993. V. A551. P. 16.
17. Sagawa H. et al. // Phys. Lett. 1993. V. B309. P. 1.
18. Ogloblin A.A. // Z. Phys. 1995. V. A351. P. 355.
19. Talmi I., Unna I. // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 469.
20. Proc. Intern. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991 / Eds. K. Ikeda, Y. Suzuki. Singapore: World Sci., 1991.
21. Proc. Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros, 1991 / Eds. Yu. E. Penionzhkevich and R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1991.
22. Proc. Intern. 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.
23. Proc. 6th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability & the 9th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, Germany, July 1992 / Eds. R. Neugart & A. Wöhr. Bristol: IOP Publ., 1993.
24. Proc. Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, June 1995 / Eds. M. de Saint Simon and O. Sorlin. Ed. Frontieres, 1995.
25. Ogloblin A.A., Penionzhkevich Yu.E. // Treatise on Heavy Ion Science / Ed. D. Allan Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1989. V. 8. P. 260.
26. Bertulani C.A. et al. // Phys. Rep. 1993. V. 226, No. 6. P. 283.
27. Mueller A.C., Sherrill B.M. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1993. V. 43. P. 529.
28. Kobayashi T. // Proc. Intern. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991 / Eds. K. Ikeda, Y. Suzuki. Singapore: World Sci., 1991. P. 187; Nucl. Phys. 1992. V. A538. P. 343c.
29. Kobayashi T. // Nucl. Phys. 1993. V. A553. P. 465c.
30. Hansen P.G. // Ibid. P. 89c.
31. Jonson B. // Nucl. Phys. 1994. V. A574. P. 151c.
32. Riisager K. // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1105.
33. Haustein P.E. // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 185.
34. Bethe H.A. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1971. V. 21. P. 93.
35. Bowman J.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 614.
36. Musser J.A., Stevenson J.D. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2544.
37. Stevenson J.D., Price J.P. // Phys. Rev. 1981. V. C24. P. 2102.
38. Артюх А.Г. и др. // Тез. докл. 25-го Всесоюзн. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1975. С. 223.
39. Langevin M. et al. // Phys. Lett. 1985. V. B150. P. 71.
40. Pougheon F. et al. // Europhys. Lett. 1986. V. 2. P. 505.

41. *Guillemaud-Mueller D. et al.* // *Z. Phys.* 1989. V. A332. P. 189.
42. *Guillemaud-Mueller D. et al.* // *Phys. Rev.* 1990. V. C41. P. 937.
43. *Korshennikov A.A. et al.* // *Phys. Lett.* 1994. V. B326. P. 31.
44. *Ostrowski A.N. et al.* // *Phys. Lett.* 1994. V. B338. P. 13.
45. *Bohlen H.G. et al.* // *Nucl. Phys.* 1995. V. A583. P. 775c.
46. *Audi G. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A624. P. 1.
47. *Audi G., Wapstra A.* // *Nucl. Phys.* 1993. V. 565. P. 1.
48. *Belozyorov A.V. et al.* // *Nucl. Phys.* 1998. V. A636. P. 419.
49. *Bohlen H.G. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 254c.
50. *Jensen A.S., Riisager K.* // *Nucl. Phys.* 1992. V. A537. P. 45.
51. *Artukh A.G. et al.* // *Phys. Lett.* 1970. V. 33B. P. 407.
52. *Sakurai H. et al.* // *Phys. Rev.* 1996. V. C54. P. R2802.
53. *Sakurai H. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 311c.
54. *Александров Д.В. и др.* // *ЯФ.* 1984. Т. 39. С. 513.
55. *Thibault C. et al.* // *Phys. Rev.* 1975. V. C12. P. 644.
56. *Campi X. et al.* // *Nucl. Phys.* 1975. V. A251. P. 193.
57. *Detraz C.* // *Proc. 4th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor, Denmark, 1981.* P. 361.
58. *Woods P.J. et al.* // *Phys. Lett.* 1986. V. 182B. P. 297.
59. *Fifield L.K. et al.* // *Nucl. Phys.* 1988. V. A484. P. 117.
60. *Tarasov O. et al.* // *JINR Rapid Commun.* 1996. No. 5[79]-96. P. 59.
61. *Nadjakov E.G. et al.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1994. V. 56. P. 133.
62. *Gerstenkorn S.* // *C.R. Acad. Sci.* 1969. V. B268. P. 1636.
63. *Saint-Laurent M.G. et al.* // *Z. Phys.* 1989. V. A332. P. 457.
64. *Villari A.C. et al.* // *Phys. Lett.* 1991. V. B268. P. 345.
65. *Tanihata I. et al.* // *Phys. Lett.* 1992. V. B287. P. 307.
66. *Ozawa A. et al.* // *Phys. Lett.* 1994. V. B334. P. 18.
67. *Ozawa A. et al.* // *Nucl. Phys.* 1995. V. A583. P. 807c.
68. *Suzuki T. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 286c.
69. *Ozawa A. et al.* // *Nucl. Phys.* 1996. V. A608. P. 63.
70. *Anne R. et al.* // *Phys. Lett.* 1990. V. B250. P. 19.
71. *Anne R. et al.* // *Nucl. Phys.* 1994. V. A575. P. 125.
72. *Fukuda M. et al.* // *Phys. Lett.* 1991. V. B268. P. 339.
73. *Shimoura S. et al.* // *Proc. Intern. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991 / Eds. K. Ikeda, Y. Suzuki. Singapore: World Sci., 1991.* P. 132.
74. *Riisager K. et al.* // *Nucl. Phys.* 1992. V. A540. P. 365.
75. *Blank B. et al.* // *Z. Phys.* 1991. V. A340. P. 41.
76. *Blank B. et al.* // *Z. Phys.* 1992. V. A343. P. 375.
77. *Orr N.A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 69. P. 2050.
78. *Orr N.A. et al.* // *Proc. 3rd Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993 / Ed. D. J. Morrissey. Ed. Frontieres, 1994.* P. 145, 345, 389.

79. *Lewitowicz M. et al.* // Nucl. Phys. 1993. V. A562. P. 301.
80. *Kolata J.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2631.
81. *Anne R. et al.* // Phys. Lett. 1993. V. B304. P. 55.
82. *Sackett D. et al.* // Phys. Rev. 1993. V. C48. P. 118;  
*Ieki K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 730.
83. *Zahar M. et al.* // Phys. Rev. 1993. V. C48. P. R1484.
84. *Kelley J.H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 30.
85. *Ogloblin A.A.* // Proc. Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros 1991 / Eds. Yu. E. Penionzhkevich and R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1991. P. 36.
86. *Tanihata I. et al.* // Proc. 6th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability & the 9th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, Germany, July 1992 / Eds. R. Neugart & A. Wühr. Bristol: IOP Publ., 1993. P. 167;  
*Tanihata I.* // Phys. Lett. 1992. V. B289. P. 261.
87. *Neumaier S. et al.* Preprint GSI-94-43, August 1994.
88. *Tanihata I.* // Nucl. Phys. 1991. V. A522. P. 275c.
89. *Zhukov M. V. et al.* // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151.
90. *Tanihata I.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1995. V. 35. P. 505.
91. *Tanihata I.* // J. Phys. G. Nucl. Phys. 1996. V. 22. P. 157.
92. *Ikeda K.* // Nucl. Phys. 1992. V. A538. P. 355c.
93. *Kobayashi T.* KEK Preprint. 89-148. 1989.
94. *Shimoura S. et al.* // Proc. 6th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability & the 9th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, Germany, July 1992 / Eds. R. Neugart & A. Wühr. Bristol: IOP Publ., 1993. P. 271.
95. *Nakamura T. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. B331. P. 296.
96. *Korshennikov A.A. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C53. P. R537.
97. *Korshennikov A.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2317.
98. *Bazin D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3569.
99. *Otsuka T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 1385;  
*Otsuka T.* // Phys. Rev. 1994. V. C49. P. 2289.
100. *Thompson I.J., Zhukov M. V.* // Phys. Rev. 1994. V. C49. P. 1904.
101. *Hoshino T. et al.* // Nucl. Phys. 1991. V. A523. P. 228.
102. *Whetstone S.L. Jr., Thomas T.D.* // Phys. Rev. 1967. V. 54. P. 1174.
103. *Мухеев В.Л. и др.* Препринт ОИЯИ Р7-84-614. Дубна, 1984.
104. *Cosper S.W. et al.* // Phys. Rev. 1967. V. 154. P. 1193.
105. *Bayer R. et al.* // Czech. J. Phys. 1981. V. B31. P. 1273.
106. *Александров Д.В. и др.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 277.
107. *Armbruster P. et al.* // Europhys. Lett. 1988. V. 4. P. 793.
108. *Oganessian Y. T. et al.* // Nucl. Phys. 1978. V. A303. P. 259.
109. *Rajagopalan M., Thomas T.D.* // Phys. Rev. 1972. V. C5. P. 1402.
110. *Duek E. et al.* // Z. Phys. 1984. V. A317. P. 83.



111. *Совински М. и др.* Препринт ОИЯИ Р7-85-377. Дубна, 1985.
112. *Poskanzer A.M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 17. P. 1271.
113. *Thomas T.D. et al.* // *Phys. Lett.* 1968. V. 27B. P. 504.
114. *Богатин В.И. и др.* // *ЯФ.* 1980. Т. 32. С. 27.
115. *Ложкин О.В. и др.* Препринт РИ-168. Л., 1983.
116. *Artukh A.G. et al.* // *Nucl. Phys.* 1969. V. A137. P. 348;  
*Artukh A.G. et al.* // *Phys. Lett.* 1970. V. 31B;  
*Artukh A.G. et al.* // *Nucl. Phys.* 1971. V. A176. P. 284.
117. *Волков В.В.* // *ЭЧАЯ.* 1971. Т. 2. С. 285.
118. *Auger P. et al.* // *Z. Phys.* 1979. V. A289. P. 255.
119. *Guerreau D. et al.* // *Z. Phys.* 1980. V. A295. P. 105.
120. *Breuer H. et al.* // *Phys. Rev.* 1980. V. C22. P. 2454.
121. *Вильчинский Я. и др.* // *ЯФ.* 1967. Т. 5. С. 942.
122. *Artukh A.G. et al.* // *Nucl. Phys.* 1971. V. A160. P. 511.
123. *Volkov V.V.* // *Phys. Rep.* 1978. V. 44. P. 93.
124. *Оганесян Ю.Ц. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1982. Т. 36, вып. 3. С. 104.
125. *Britt H.C., Quinton A.R.* // *Phys. Rev.* 1961. V. 124. P. 877.
126. *Borcea C. et al.* // *Nucl. Phys.* 1982. V. A391. P. 520.
127. *Пенионжкевич Ю.Э. и др.* // *ЭЧАЯ.* 1986. Т. 17. С. 165.
128. *Borcea C. et al.* // *Nucl. Phys.* 1984. V. A415. P. 169.
129. *Greiner D.E. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 35. P. 152.
130. *Symons T.J.M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 40.
131. *Westfall G.D. et al.* // *Ibid.* V. 43. P. 1859.
132. *Guerreau D.* // *J. Phys. (Paris) Colloq.* C4-47. 1986. P. 207.
133. *Guillemaud-Mueller D. et al.* // *Z. Phys.* 1985. V. A322. P. 415.
134. *Tarasov O.B., Bazin D.* // *Nucl. Instr. Meth.* 2003. V. 204. P. 174.
135. *Mittig W. et al.* Preprint GANIL. 1994. P. 94.
136. *Seth K.* // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 1930.
137. *Drake S.M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. P. 1765.
138. *Brendel C. et al.* // *Proc. 4th Conf. on Nuclei Far From Stability, Helsingor, Denmark, 1981.* P. 664.
139. *Naulin F. et al.* // *Phys. Rev.* 1982. V. C25. P. 1074.
140. *Fifield L.K. et al.* // *Nucl. Phys.* 1982. V. A385. P. 505.
141. *Ichihara T.* // *RIKEN Review No. 4, January 1994.* P. 15.
142. *Bohlen H.G. et al.* // *Nucl. Phys.* 1988. V. A488. P. 89c.
143. *von Oertzen W.* // *Nucl. Phys.* 1988. V. A482. P. 357c.
144. *Bohlen H.G.* // *Proc. Intern. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991 / Eds. K. Ikeda, Y. Suzuki. Singapore: World Sci., 1991.* P. 83.
145. *Bohlen H.G. et al.* // *Proc. XV EPS Nucl. Phys. Divisional Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics (LEND'95), April 1995, St. Petersburg, Russia / Eds. Yu. Ts. Oganessian, W. von Oertzen, R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1995.* P. 53.

146. *Ostrowski A. N. et al.* // *Z. Phys.* 1992. V. A343. P. 489.
147. *Young B. M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. P. 4124.
148. *von Oertzen W. et al.* // *Nucl. Phys.* 1995. V. A588. P. 129.
149. *Bohlen H. G. et al.* // Proc. 6th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability & the 9th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, Germany, July 1992 / Eds. R. Neugart & A. Woehr. Bristol: IOP Publ., 1993. P. 349.
150. *Bohlen H. G. et al.* // Proc. Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, 1993 / Eds. Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. Dubna: JINR, 1993. P. 17.
151. *Bohlen H. G. et al.* // *Z. Phys.* 1995. V. A351. P. 7.
152. *Brink D. M.* // *Phys. Lett.* 1972. V. 40B. P. 37.
153. *von Oertzen W.* // Nuclear Collisions from the Mean-Field into the Fragmentation Regime. CXII Corso, 1991. P. 459.
154. *Anyas-Weiss N. et al.* // *Phys. Rep.* 1974. V. 12. P. 201.
155. *Lenske H. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 1457.
156. *Bohlen H. G.* // Proc. Intern. Symp. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei, Oct. 1996, Brolo (Messina), Italy / Eds. G. Giardina and F. Hanappe. Singapore: World Sci., 1997. P. 47;  
*Bohlen H. G. et al.* // Proc. 8th Intern. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy, 1997 / Ed. E. Gadioli. Univ. of Milano, 1997. P. 425.
157. *Thompson I. J.* // *Comp. Phys. Com.* 1988. V. 7. P. 167.
158. *Bohlen H. G. et al.* // *Z. Phys.* 1985. V. A320. P. 237;  
*Adamides E. et al.* // *Nucl. Phys.* 1987. V. A475. P. 598.
159. *Seth K.* // Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, June 1995 / Eds. M. de Saint Simon and O. Sorlin. Ed. Frontieres, 1995. P. 109.
160. *Bernas M. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 352c.
161. *Пенионжкевич Ю. Э.* // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 4. С. 930.
162. *Glauber R. J.* // Lectures in Theoretical Physics. N. Y., London: Intersci., 1959. V. 1. P. 315.
163. *Alkhalov G. D. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. P. 2313.
164. *Князьков О. М. и др.* // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1188.
165. *Korshennikov A. A. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 189.
166. *Korshennikov A. A. et al.* // *Ibid.* V. A617. P. 45.
167. *Kobayashi T.* // Proc. 3rd Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993 / Ed. D. J. Morrissey. Ed. Frontieres, 1994. P. 169.
168. *Kobayashi T.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 223.
169. *Nilsson T. et al.* // *Nucl. Phys.* 1996. V. A598. P. 418.
170. *Humbert F. et al.* // *Phys. Lett.* 1995. V. B347. P. 198.
171. *Orr N. et al.* // *Phys. Rev.* 1995. V. C51. P. 3116.
172. *Goldhaber A.* // *Phys. Lett.* 1974. V. 53B. P. 306.
173. *Riisager K.* // Proc. 3rd Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993 / Ed. D. J. Morrissey. Ed. Frontieres, 1994. P. 281.
174. *Bertulani C., Baur G.* // *Nucl. Phys.* 1988. V. A480. P. 615.

175. *Ieki K. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 1589.
176. *Baur G. et al.* // Nucl. Phys. 1992. V. A550. P. 527.
177. *Гуров Ю.Б. и др.* // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 4. С. 1063.
178. *Пенионжкевич Ю.Э.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1155.
179. *Тарантин Н.И.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 4. С. 1096.
180. *Gaudefrey L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 20253
181. *Zagrebaev V.I.* // Phys. Rev. 2003. V. C67. P. 061601.
182. *Sohler D. et al.* // Phys. Rev. 2002. V. C66. P. 054302.
183. *Лютостанский Ю.С. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. С. 29.
184. *Базь А.И. и др.* Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности. М.: Наука, 1972.
185. *Князьков О.М. и др.* // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1188.
186. *Baumann T. et al.* // Nature. 2007. V. 449. P. 1022.
187. *Summerer K. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 2546.
188. *Tarasov O.B. et al.* // Nucl. Phys. 1989. V. 629. P. 605.
189. *Гуров Ю.Б. и др.* // Известия РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74, № 4. С. 469.
190. *Jurado B. et al.* // Phys. Lett. 2007. V. B649. P. 43.
191. *Sarazin F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5062.
192. *Caceres L. et al.* // Acta Phys. Pol. 2011. V. B42. P. 533.
193. *Khouaja A. et al.* // Nucl. Phys. 2006. V. A780. P. 1.
194. *Пенионжкевич Ю.Э.* // Вопросы атомной науки и техники. 1997. Т. 2. С. 96.
195. *Marques F.M. et al.* // Phys. Lett. 1996. V. B381. P. 407.
196. *Testov D. et al.* // Proc. Intern. Symp. on Exotic Nuclei, 2013, Vladivostok / Eds. Penionzhkevich Yu., Sobolev Yu. World Sci., 2013. P. 365.
197. *Калмакчиева Р. и др.* // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 649.
198. *Arai K. et al.* // Phys. Rev. 1995. V. C51. P. 2488.
199. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4996.
200. *Fomichev A.S. et al.* // Z. Phys. 1995. V. A351. P. 129.
201. *Hussein M.S. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 377.
202. *Kolata J.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 81. P. 4580.
203. *Penionzhkevich Yu.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 16270.
204. *Penionzhkevich Yu.E.* // Intern. J. Mod. Phys. 2011. V. E20. P. 938
205. *Muzychka Yu.A., Pustylnik B.I.* // Proc. Intern. School-Seminar on Heavy-Ion Phys. Alushta, 1983. Dubna, 1983.

## Глава 5

### СТРУКТУРА ЛЕГКИХ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

Как уже отмечалось, интерес к легким нейтронно-избыточным ядрам объясняется их необычными свойствами, отличающимися от общеизвестных закономерностей.

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

В связи с интенсивным накоплением новой информации о свойствах легчайших ядер появилась необходимость их систематизации, что мы и попытались сделать в настоящей главе. Ниже представлены данные о мультинейтронных системах, тяжелых изотопах водорода, гелия, лития, бериллия, бора, углерода, азота, кислорода, фтора и неона. В настоящее время идет интенсивное получение новых данных в этом направлении, появляется все новая и новая информация о структуре легких ядер, поэтому данные, изложенные в настоящей главе, могут также изменяться и дополняться.

#### 5.1. Мультинейтроны

Возможное существование мультинейтронных систем является одним из интереснейших вопросов в ядерной физике. Подавляющее большинство предсказаний относительно тринейтрона и тетранейтрона говорит о том, что такие системы должны быть нестабильны, хотя некоторые расчеты указывают на возможность существования этих ядер в связанном состоянии. Обнаружение таких ядер повлияет на дальнейшее развитие расчетов ядро-ядерного взаимодействия.

**5.1.1. Динейтрон.** Стабильность системы, состоящей из двух нейтронов, исследовалась в большом числе экспериментальных работ, и еще в 1950-х гг. было показано, что связанного динейтрона не существует. Этот вывод естественным образом вытекал и из зарядовой инвариантности ядерных сил. Первое наблюдение нестабильного динейтрона, т.е. системы двух нейтронов в синглетном состоянии, было сделано В. К. Войтовецким с сотрудниками [1] в реакции  ${}^2\text{H}(n, p)2n$  при  $E_n = 14$  МэВ по спектру образующихся протонов (рис. 5.1). В этой и многочисленных последующих работах были

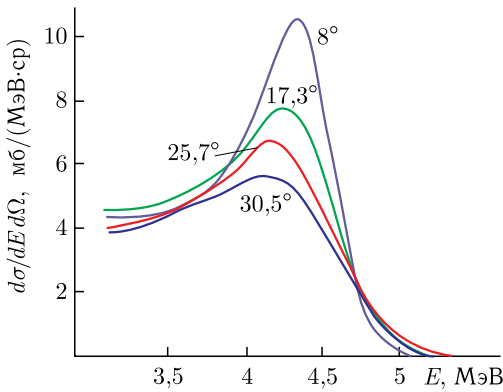


Рис. 5.1. Энергетические спектры протонов из реакции  ${}^2\text{H}(n,p){}^2\text{n}$  при  $E_n = 14$  МэВ, измеренные под разными углами

определены характеристики поля взаимодействия двух нейтронов. Не останавливаясь на разнообразных методах анализа экспериментальных данных, отметим, что в основе их лежит теория взаимодействия двух нуклонов в конечном состоянии [2, 3]. В простейшем случае распределение нейтронов по энергии их относительного движения имеет вид

$$W(T) = \text{const} \frac{\sqrt{E\alpha E}}{E + |\varepsilon|}, \quad (5.1)$$

а функция угловой корреляции двух нейтронов

$$W(\theta) = \text{const} \frac{\theta d\theta}{\sqrt{\theta^2 + 4|\varepsilon|/E_0}}. \quad (5.2)$$

Здесь  $E_0$  — энергия центра масс двух нейтронов,  $E$  — энергия их относительного движения,  $\varepsilon$  — энергия виртуального уровня. Спектр третьей частицы (в упомянутом выше случае — протона) может быть получен из уравнения

$$W(E_p) = \text{const} \frac{\sqrt{E_p^m - E_p\alpha E_p}}{\varepsilon + \frac{3}{2}(E_p^m - E_p)}, \quad (5.3)$$

где  $E_p^m$  — максимально возможная энергия протонов, соответствующая  $E = 0$ .

Резонансные параметры для системы из двух нуклонов, полученные на основе данных по рассеянию при малых энергиях и в трехчастичных реакциях [4], представлены в табл. 5.1. Схема уровней ядер с  $A = 2$  показана на рис. 5.2.

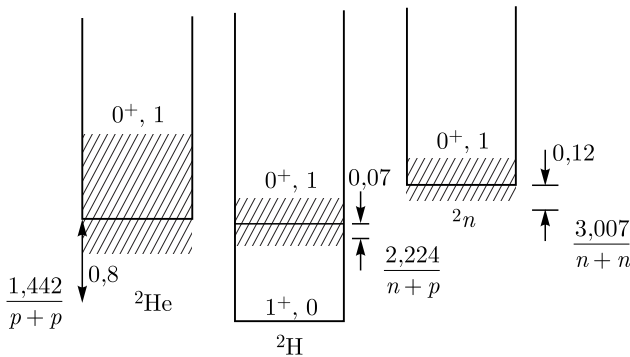


Рис. 5.2. Схема уровней ядер с  $A = 2$

Таблица 5.1. Параметры резонансов для системы из двух нуклонов [4]

Резонанс	Мода распада	$E$ , МэВ	Ширина $\Gamma$ , МэВ
${}^2\text{He}$	$p + p$	0,8	2,8
${}^2\text{H}^*$	$p + n$	0,07	0,5
${}^2n$	$n + n$	0,12	1,0

**5.1.2. Тринейтрон.** Неоднократно предпринимались попытки синтеза и регистрации ядерно-стабильных мультинейтронов. С этой целью использовались реакции деления на тепловых и быстрых нейтронах, реакции на дейтронах, реакции фрагментации, двойной перезарядки на  $\alpha$ -кластерах тяжелых ядер, развала легких ядер после захвата  $\pi$ -мезона и др. Исследовались также реакции с  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , реакции двойной перезарядки  $\pi$ -мезонов на  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  [5, 6], реакции  $T(\pi^-, \gamma)$ ,  ${}^4\text{He}(\pi^-, p)$  и  ${}^4\text{He}(\gamma, 2\pi^+)$  [7, 8]. Мультинейтроны регистрировались либо с помощью времяпролетной методики, либо методом активации с последующим радиохимическим выделением продуктов распада ядер, взаимодействующих с мультинейтроном. В большинстве этих работ получен отрицательный результат.

Только авторы работ, в которых использовалась активационная методика, пришли к выводу, что обнаружили стабильные мультинейтроны. Здесь необходимо заметить, что подобные эксперименты требуют чрезвычайно высокой чистоты мишени и тщательного учета различных фонов. Так, впоследствии оказалось, что эффект, наблюдаемый в работе [9], можно было объяснить фоном. Не подтвердилось также сообщение о наблюдении связанного тринейтрона в реакции  ${}^3\text{H}(n, p)3n$  при энергии 14 МэВ.

Менее однозначна ситуация с резонансными состояниями в системе трех нейтронов. В спектре реакции  ${}^3\text{He}(\pi^-, \pi^+)3n$  наблюдалась характерная группировка пионов (рис. 5.3), которая была объяснена вначале как результат взаимодействия трех нейтронов в конечном состоянии. Однако из расчетов, проведенных в [10], следовало, что наблюдаемая форма спектра может быть воспроизведена в предположении взаимодействия в конечном состоянии только двух нейтронов.

Поиск тринейтрона велся и в реакциях с тяжелыми ионами:  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})3n$  [8] и  ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{O})3n$  [12], но в них не наблюдалось превышения статистики над кривой фазового пространства; кроме того, интерпретация спектров усложнялась из-за присутствия в ядрах отдачи  ${}^{11}\text{C}$  и  ${}^{15}\text{O}$  связанных состояний. Использовалась и реакция  ${}^7\text{Li}({}^{14}\text{C}, {}^{17}\text{F})3n$  [12] — измеренный спектр  ${}^{17}\text{F}$  представлен на рис. 5.4, где показано также расположение пиков от основных состояний  ${}^{13}\text{B}$  и  ${}^9\text{Li}$ , образовавшихся в фоновых реакциях на кислороде в мишени из окиси лития и на ее углеродной подложке. Значения  $Q$ -реакций на примесях позволяют с большой вероятностью наблюдать резонансы в  $3n$ -системе, если они существуют, в области от порога ее образования до  $\sim 6$  МэВ. Однако и в этом случае, как видно из рисунка, событий, соответствующих тринейтрону, не обнаружено.

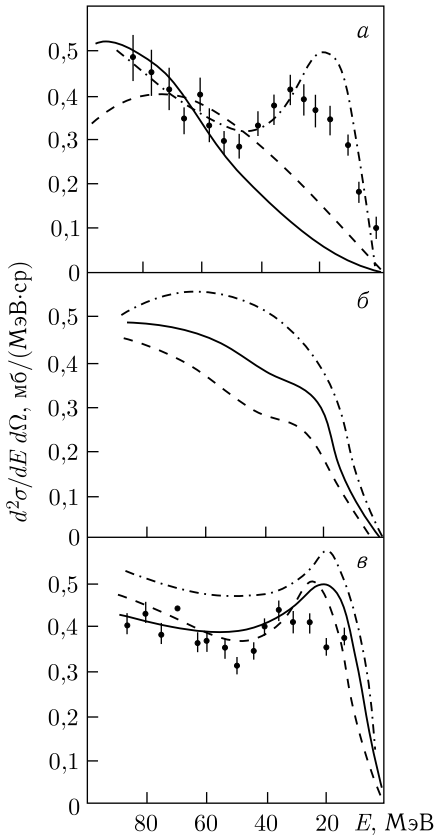


Рис. 5.3. Энергетический спектр пионов в реакции  ${}^3\text{He}(\pi^-, \pi^+)3n$ , в котором наблюдается характерная группировка пионов [6]: а) сплошная кривая — расчет фазового пространства в предположении о трехчастичном взаимодействии; штрихпунктирная кривая нормализована по экспериментальным данным; штриховая кривая — расчеты четырехчастичного фазового пространства; б) расчеты в предположении о двухчастичном механизме реакции; в) расчеты в предположении о двухступенчатом механизме реакции и связанных трех нейтронах. Разные кривые соответствуют различным потенциалам

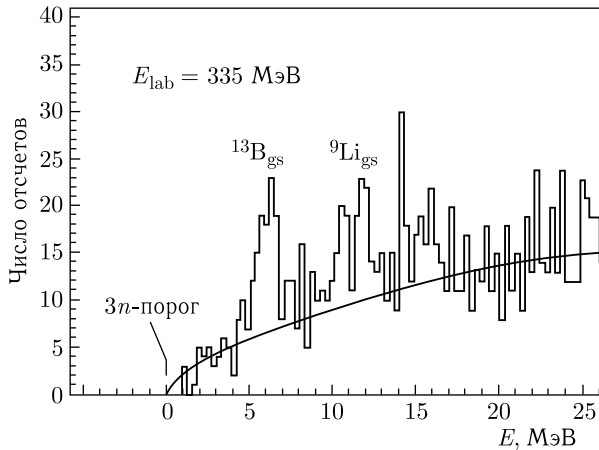


Рис. 5.4. Спектр  ${}^{17}\text{F}$  в реакции  ${}^7\text{Li}({}^{14}\text{C}, {}^{17}\text{F})3n$  [12]

Использовалась и реакция  ${}^2\text{H}({}^{14}\text{C}, {}^{13}\text{N})3n$  на обогащенной дейтериевой мишени (рис. 5.5) [11]. На базе прецизионных калибровок пособытийно вычислялась инвариантная масса системы из трех нейтронов. При учете вклада

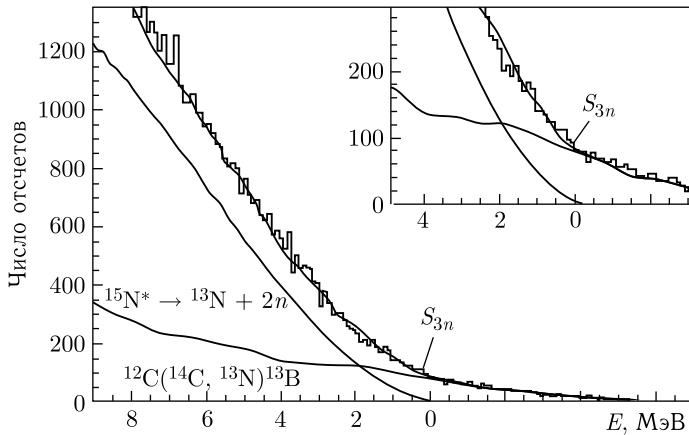


Рис. 5.5. Спектр реакции  ${}^2\text{H}({}^{14}\text{C}, {}^{13}\text{N})3n$ , в котором не обнаружено резонансов в  $3n$ -системе, при  $E_{\text{lab}} = 336$  МэВ,  $3,0 < \theta_{\text{lab}} < 5,5^\circ$ .  $S_{3n}$  обозначает  $3n$ -порог [11]

от реакции на углероде в мишени и вклада от распада промежуточного высоковозбужденного ядра  ${}^{15}\text{N}$  был сделан вывод, что события, соответствующие системе из трех нейтронов, не наблюдались.

**5.1.3. Тетранейтрон.** Верхняя граница энергии связи тетранейтрона определяется как 3,1 МэВ, исходя из факта, что ядро  ${}^8\text{He}$  нуклонно-стабильно и  ${}^4\text{He} + {}^4n$  не является его основным способом распада. Если бы порог развала  ${}^8\text{He}$  в  ${}^4\text{He} + {}^4n$  был самым низким порогом эмиссии частицы, то  $4n$  был бы стабилен на более чем 1 МэВ. Поскольку развал  ${}^8\text{He}$  идет главным образом как  ${}^6\text{He} + 2n$ , то тетранейтрон должен быть связан менее чем на 1 МэВ (если он вообще связан по отношению к испусканию частиц). Таким образом, нельзя было исключить его существование как слабосвязанной системы.

Система из четырех нейтронов в конечном состоянии изучалась в реакциях с пионами  ${}^4\text{He}(\pi^-, \pi^+) 4n$  [7] и тяжелыми ионами  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C}) 4n$  [8],  ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O}) 4n$  [12]. Ни в одной из этих работ в спектрах вылетающих частиц не было обнаружено резонансов, соответствующих  $4n$ -системе. Анализ данных по двойной перезарядке пионов, сделанный в [10], показывает, что учет взаимодействия в конечном состоянии между всеми четырьмя нейтронами значительно улучшает согласие с экспериментом по сравнению с плосковолновым приближением. При этом основной вклад вносит состояние с полным орбитальным моментом  $L = 0$ , а состояние с  $L = 2$  сильно подавлено.

В указанных выше ядерных реакциях с тяжелыми ионами форма спектров удовлетворительно описывается пятичастичным фазовым пространством.

До сих пор экспериментально не определена вероятность образования стабильного/нестабильного тетранейтрона. В разных реакциях, например, в прямых реакциях [12], определена лишь верхняя граница сечения образования связанного тетранейтрона, которая не превышает 1 нб/ср (рис. 5.6).



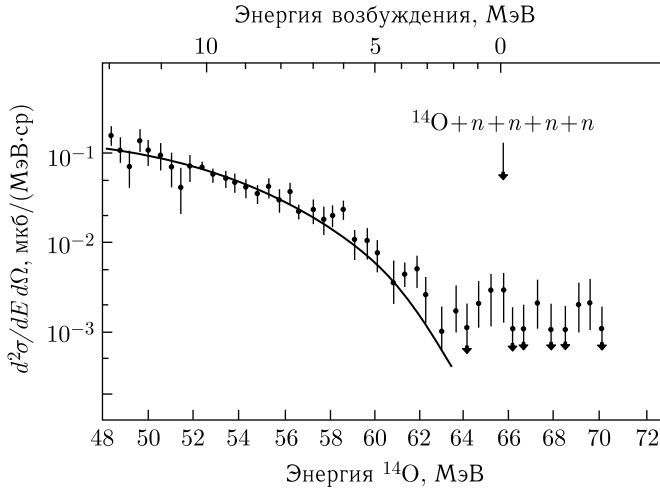


Рис. 5.6. Спектр  $^{14}\text{O}$  в реакции  $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^{14}\text{O})4n$  [12]

Существование стабильного тетранейтрона и его характеристики можно связать с резонансом с изоспином  $T = 2$  в системе из четырех нуклонов. Поэтому ряд экспериментов был выполнен с целью обнаружения уровня  $T = 2$  в ядре  $^4\text{He}$  при исследовании взаимодействия  $p + ^3\text{He}$  [13]. Во всех экспериментах не обнаружено какого-либо резонанса в системе из четырех нуклонов  $T = 2$ .

Таким образом, имеющиеся в настоящее время данные о мультинейтронах довольно убедительно свидетельствуют о том, что стабильных нейтронных ядер с  $A = 2-4$  не существует. Резонансное (виртуальное) состояние наблюдается в системе из двух нейтронов и, по-видимому, не существует для трех и четырех нейтронов. В то же время интерес к вопросу о тринейтроне и тетранейтроне не прекращается, о чем свидетельствуют новые публикации на эту тему.

Между тем появление в последние годы интенсивных пучков радиоактивных нейтронно-избыточных ядер, таких как  $^8\text{He}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и др., дает возможность на новом уровне приступить к поиску систем из многих нейтронов.

Так, существование связанной системы из четырех нейтронов было обнаружено в работе [14], где изучался развал ядер пучка и  $^{14}\text{Be}$  ( $^{10}\text{Be} + 4n$ ) (рис. 5.7). В этой работе было обнаружено 6 событий, которые авторы интерпретировали как связанное состояние системы  $4n$  в совпадении с  $^{10}\text{Be}$ .

Если этот результат подтвердится экспериментально, очевидно, надо будет пересмотреть существующие модели взаимодействия двух и трех частиц [13]. Как отмечают сами авторы, желательно повторить измерения с более интенсивным пучком  $^{14}\text{Be}$ , улучшенной регистрирующей системой или провести эксперимент с развалом ядра  $^8\text{He}$ .

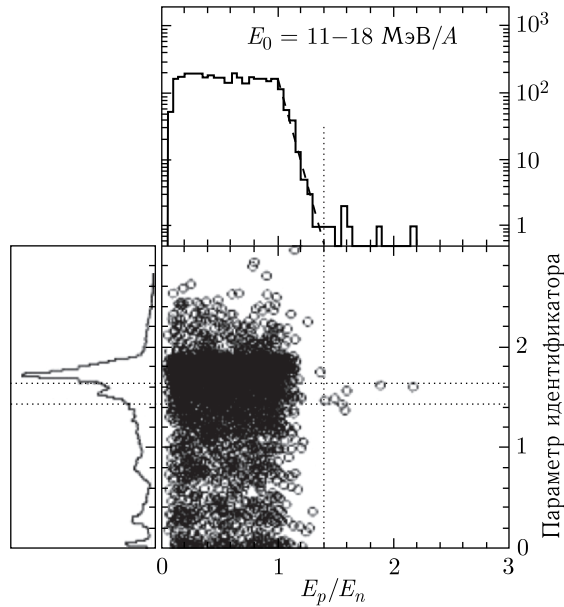


Рис. 5.7. Соотношение энергий протонов отдачи и нейтронов при развале  $^{14}\text{Be}$  [14]

Такой эксперимент на пучке  $^8\text{He}$  был проведен во Франции на ускорительном комплексе в GANIL. Для получения тетранейтрона использовалась реакция передачи  $\alpha$ -частицы  $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4n$  в обратной кинематике [15]. Выбор реакции определялся несколькими факторами. Во-первых, реакция  $(d, ^6\text{Li})$  хорошо изучена, так как широко использовалась для изучения  $\alpha$ -кластеризации в стабильных ядрах, и известно, какие можно ожидать сечения ( $\sim 0,1-1$  мб/ср под передними ц. м.-углами). Во-вторых, основное состояние  $^6\text{Li}$  обладает  $(\alpha + d)$ -структурой, и можно ожидать, что оно легко образуется, если к ядру-мишени  $d$  добавить кор ядра  $^8\text{He}$ , а именно  $\alpha$ -частицу. При передаче  $\alpha$ -частицы оставшиеся 4 нейтрона освобождаются и их энергетический спектр в системе центра масс рассчитывается на основе измеренных кинетических энергий и углов вылета ядер отдачи  $^6\text{Li}$ .

Полученный спектр недостающих масс интерпретировался с учетом вклада всех возможных процессов и фона. На рис. 5.8 показан полученный в дан-

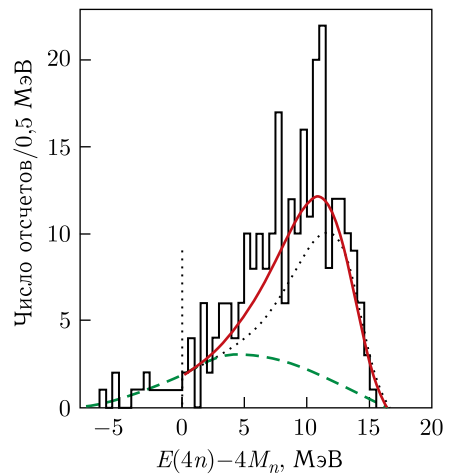


Рис. 5.8. Спектр недостающих масс для системы  $4n$  из реакции  $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4n$ , полученный при регистрации  $^6\text{Li}$ ; в совпадении с нейтронами [15]

ной реакции спектр для системы  $4n$ . Штриховая линия — это фон от углерода в мишени из  $CD_2$ . На этом же рисунке представлен расчет пятичастичного фазового пространства (точечная линия): нормировка сделана по высокоэнергетической части спектра и добавлена к фону. Сплошной линией показан монте-карловский расчет в предположении об эмиссии двух пар коррелированных нейтронов с  $nn$ - $nn$  взаимодействием в конечном состоянии. Видно, что только этим можно объяснить наблюдаемый в эксперименте спектр. Поскольку при отрицательных энергиях спектра число событий объясняется фоном, то нет доказательства существования связанного тетранейтрона. Не наблюдается также структура в спектре и в диапазоне энергий 0–5 МэВ. Таким образом, этот достаточно сложный эксперимент не подтвердил образования тетранейтрона в этой реакции.

**5.1.4. Мультинейтроны с числом нейтронов  $N \geq 4$ .** Большинство расчетов показывает, что мультинейтронные системы не связаны [8].

Эксперименты по поиску более тяжелых нейтронных систем в конечном состоянии не проводились, хотя их важность очевидна. Пентанейтрон  $5n$  ожидается нестабильным на уровне 10 МэВ [13]. Энергия распада  $5n$  может достигать примерно 4–5 МэВ. В этом случае центробежный барьер мог бы вызвать некоторую задержку распада. В то же время эффекты спаривания, которые наблюдаются на границе нейтронной стабильности, позволяют надеяться, что  $(5-8)n$  системы могут оказаться связанными [13].

Получение многонейтронных систем  $n \sim 5$  в конечном состоянии, в принципе, может быть осуществлено в ядерных реакциях, приведенных в табл. 5.2.

Таблица 5.2. Некоторые реакции, приводящие к получению многонейтронных систем  $n \geq 5$  в конечном состоянии

Система	Реакция	$Q$ , МэВ
$5n$	${}^7\text{Li} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^9\text{C} + 5n$	-39,4
	${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{13}\text{O} + 5n$	-39,9
	${}^9\text{Be} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{O} + 5n$	-40,8
$6n$	${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{O} + 6n$	-39,5
	${}^9\text{Be} + {}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{17}\text{Ne} + 6n$	-50,5
$7n$	${}^9\text{Be} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{20}\text{Mg} + 7n$	-63,5
$8n$	${}^{10}\text{Be} + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{20}\text{Mg} + 8n$	-70,3

Продвижение в область более тяжелых нейтронных систем является чрезвычайно трудной методической задачей, но ее решение позволило бы сделать выводы о возможности образования таких систем в галактическом пространстве (так называемые нейтронные звезды), существование которых предсказывается во многих теоретических расчетах. Но для этого необходимо приблизиться к системе хотя бы из 20 нейтронов (оболочечное число, которое могло бы стабилизировать мультинейтронную систему) [13].

## 5.2. Сверхтяжелые изотопы водорода

Тяжелые изотопы водорода представляют интерес как ядерные системы с экстремально большим отношением  $N/Z$  (4, 5, 6 для  ${}^5,6,7\text{H}$  соответственно), доступные для экспериментальных исследований. Несмотря на большое число проведенных экспериментальных исследований, ни одного нуклонно-стабильного изотопа водорода с  $A > 3$  не обнаружено. О структуре и резонансах в системах  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$  получено большое количество теоретической и экспериментальной информации [16]. В то же время более тяжелые системы — изотопы  ${}^6\text{H}$  и  ${}^7\text{H}$  — до настоящего времени остаются слабо изученными.

**5.2.1.  ${}^4\text{H}$ .** Для изотопа  ${}^4\text{H}$  была установлена его нестабильность относительно испускания нейтрона [16]: в различных реакциях наблюдался широкий пик, который приписывался несвязанному состоянию системы ( $t + n$ ). Несмотря на простую интерпретацию данных распада ( $t + n$ ), выводы о структуре ядра  ${}^4\text{H}$  оказались весьма противоречивыми: энергия основного состояния, измеренная в разных экспериментах, менялась от  $\sim 2$  до 8 МэВ, а разница в ширине резонансов достигала 5 МэВ. Несмотря на высокие требования к экспериментальной методике (необходимо проведение корреляционных экспериментов) и сложности интерпретации экспериментальных спектров из-за большой ширины резонансов, в настоящее время можно считать установленным лишь основное состояние ( $2^+$ ) с энергией  $E_R = 3,19$  МэВ над порогом развала  ${}^4\text{H} = t + n$  (табл. 5.3, «До 1991» [13]), а также возбужденные состояния при энергии 0,31, 2,08 и 2,83 МэВ над этим уровнем (все резонансы очень широкие). Эксперименты, проведенные после получения систематики [17], подтвердили это значение  $E_R$  [18, 19]. Однако, как видно из табл. 5.3, в последующих работах опять были получены противоречивые данные.

Остановимся лишь на результатах основных работ, в которых изучалась структура  ${}^4\text{H}$ .

О существовании резонанса в системе  ${}^4\text{H}$ , распадающегося на  $n + t$ , впервые сообщалось в работе [13]. Было обнаружено нейтронно-нестабильное состояние  ${}^4\text{H}$  с энергией распада  $(5,1 \pm 1,5)$  МэВ при ширине  $\Gamma \sim 3$  МэВ. В дальнейшем взаимодействие в конечном состоянии  $n + t$  наблюдалось в различных простых реакциях срыва и подхвата под малыми углами. Характеристики  ${}^4\text{H}$  были получены из фазового анализа рассеяния  $n + {}^3\text{H}$  и интерпретированы как резонансы  $p$ -волны, соответствующие состояниям  $2^-$  и  $1^-$  при энергиях 3,4 и 5,1 МэВ относительно системы  $n + {}^3\text{H}$ .

В инклюзивных спектрах, получаемых в реакциях с тяжелыми ионами, ядро  ${}^4\text{H}$  обычно проявляется как одна очень широкая группа ( $\Gamma \sim 3$  МэВ). На рис. 5.9 показан спектр ядер  ${}^8\text{B}$  в реакции  ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$  [8].

Аналогичные данные были получены и в других реакциях. Один из результатов — спектр ядер  ${}^{16}\text{O}$  в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{16}\text{O}){}^4\text{H}$  при энергии уско-

Таблица 5.3. Данные по резонансам  ${}^4\text{H}$  (в хронологическом порядке): реакция получения  ${}^4\text{H}$ , энергия пучка, энергия  $E_R$  и ширина резонансов  $\Gamma$ , спин/четность  $J$ 

Год	Реакция	$E$ , МэВ	$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$J$	Работа
До 1991 <sup>a</sup>	Разные		3,19	5,42	$2^-$	Tilley et al. [17]
			3,50	6,73	$1^-$	
			5,27	8,92	$0^-$	
			6,02	12,99	$1^-$	
1991	${}^2\text{H}(t, tp)n$	35,5	3,1(3)	2,3 <sup>б</sup>		Blagus et al. [18]
	${}^9\text{Be}(\pi^-, dt){}^4\text{H}$		3,0(2)	4,7(1,0)		Gornov et al. [19]
1995	$D + {}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{H}$		2,3(3)			Александров и др. [20]
	${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$		5,2(5)	1,2(4)	$(1^+)$	
2003, 2004	${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{H}$	240 <sup>в</sup>	1,89(5)	3,15(29)		Meister et al. [21]
	${}^2\text{H}(t, p){}^4\text{H}$	58	3,3(2)	4,1(3)		Sidorchuk et al. [22]
	${}^3\text{H}(t, d){}^4\text{H}$		3,05(19)	5,14(1,38)		Sidorchuk et al. [23]
2005	${}^9\text{Be}(\pi, dt){}^4\text{H}$	30	1,6(1)	0,4(1) <sup>б</sup>		Gurov et al. [24]
			3,4(1)	0,4(1) <sup>б</sup>		
			6,0(1)	0,5(1) <sup>б</sup>		

<sup>a</sup> На основании экспериментов, проведенных до 1991 г.

<sup>б</sup> Приведенная ширина.

<sup>в</sup> Энергия в МэВ/А.

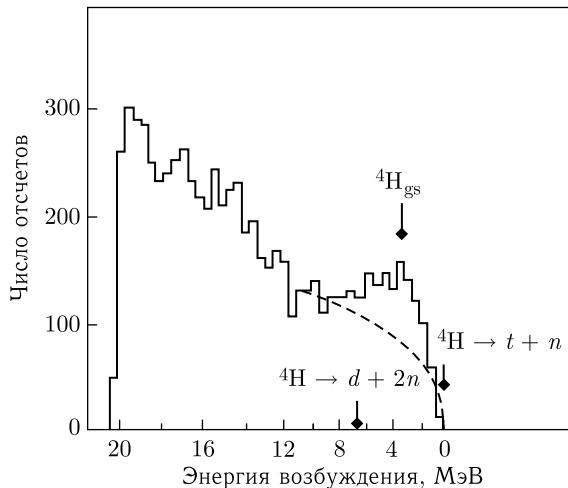


Рис. 5.9. Энергетический спектр  ${}^8\text{B}$  из реакции  ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$ . Гистограммой отмечены экспериментальные данные [8]. Широкая группа около порога интерпретируется как образование метастабильных ядер  ${}^4\text{H}$ . Штриховая кривая — расчет фазового пространства для трехчастичного распада в выходном канале ( ${}^8\text{B} + t + n$ )

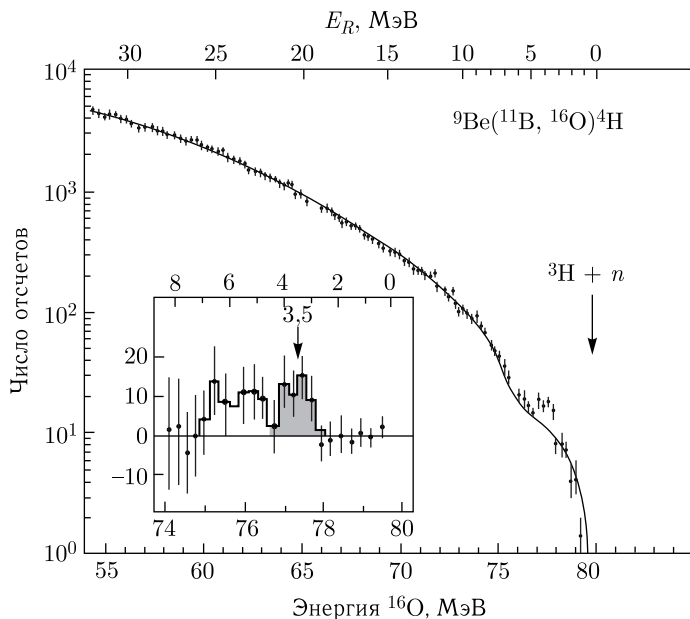


Рис. 5.10. Энергетический спектр ядер  $^{16}\text{O}$  из реакции  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{16}\text{O})^4\text{H}$  при энергии пучка ионов  $^{11}\text{B}$ , равной 88 МэВ [25]. Сплошная линия — сумма вкладов разных выходных каналов:  $^{16}\text{O} + ^3\text{H} + n$ ,  $^{16}\text{O} + ^2\text{H} + n + n$  и  $^{16}\text{O} + \text{H} + n + n + n$ . Разница между экспериментальным спектром и расчетной линией показана на вставке. Верхняя шкала — резонансная энергия  $E_R$

ренных ионов  $^{11}\text{B}$  88 МэВ [25] — представлен на рис. 5.10. Характерной особенностью этих измерений является достигнутый широкий диапазон энергий возбуждения ядра  $^4\text{H}$ . Авторами была сделана попытка описать измеренный спектр с учетом всех возможных выходных каналов реакции. Энергия, при которой начинается вклад каждого из этих каналов, зависит от порога соответствующего распада. Энергия, отмеченная стрелкой на рис. 5.10, соответствует трехтелному выходному каналу  $^{16}\text{O} + ^3\text{H} + n$ , когда ядро  $^{16}\text{O}$  находится в основном состоянии. Возможен также канал с образованием  $^{16}\text{O}$  в первом возбужденном состоянии,  $E^* = 6,05$  МэВ. Остальные каналы соответствуют образованию четырех и более частиц:  $^{16}\text{O} + ^2\text{H} + n + n$  и  $^{16}\text{O} + \text{H} + n + n + n$ . Они начинаются при энергиях 6,28 и 8,49 МэВ влево от стрелки. Величина вклада каждого канала определялась в соответствии с наилучшим описанием экспериментальных данных.

Сплошная кривая в энергетическом спектре  $^{16}\text{O}$ , полученном в реакции  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{16}\text{O})^4\text{H}$  [25], представленном на рис. 5.10, является суперпозицией многочастичных фазовых пространств, соответствующих вышеуказанным каналам развала. В целом такое описание дает хорошее согласие с экспериментально измеренным спектром. Нетрудно увидеть разницу в сечениях между сплошной линией и экспериментальными точками в районе энергии

77,5 МэВ (эта часть спектра показана увеличенной на вставке). Наблюдаемое превышение над фазовым пространством представляет собой бамп с шириной  $\sim 4$  МэВ в системе центра масс. Его можно интерпретировать как две группы: одна — с энергией  $(3,5 \pm 0,5)$  МэВ, которая занимает интервал энергий около 1 МэВ и соответствует основному состоянию нуклонно-нестабильного ядра  ${}^4\text{H}$  (если принять эту интерпретацию, то полученные значения, в пределах погрешности измерений, согласуются с данными в компиляции [8]), и вторая — в районе  $\sim 5\text{--}5,5$  МэВ (соответствующая возбужденному состоянию  ${}^4\text{H}$ ).

Выводы работы [26] для параметров  ${}^4\text{H}$ -резонанса были подтверждены результатами недавно проведенных в Дубне экспериментов с пучком тритонов,  ${}^2\text{H}(t, p){}^4\text{H}$  и  ${}^3\text{H}(t, d){}^4\text{H}$ , а именно  $E_R = 3,05(19)$  МэВ и  $\Gamma = 5,14(1,38)$  МэВ [22, 23]. Данные этих работ находятся в согласии со значением  $E_R = 3,1$  МэВ, полученным в работе [26], и с принятыми до 1991 г. значениями [8]. На рис. 5.11 в качестве примера представлен результат измерения резонансов в  ${}^4\text{H}$  в реакции  ${}^2\text{H}(t, p){}^4\text{H}$  из работы [23].

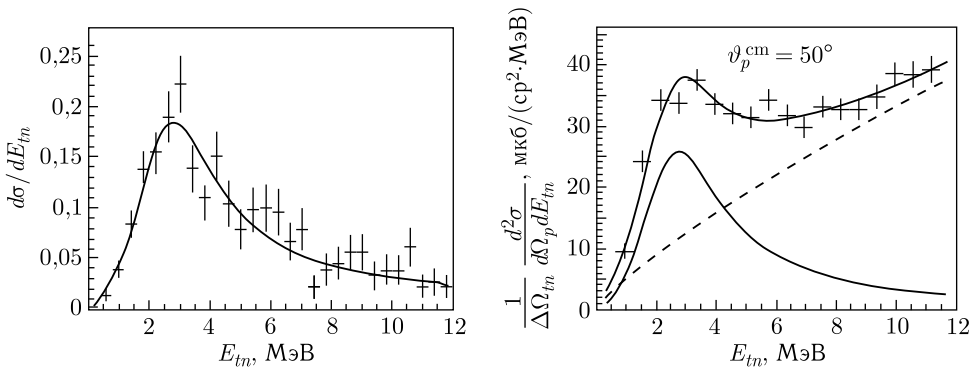


Рис. 5.11. Энергетические спектры протонов из реакции  ${}^2\text{H}(t, p){}^4\text{H}$  при измерении  $p$ - $n$ -совпадений (справа) и при измерении  $p$ - $t$ -совпадений (слева) [23]. Штриховая кривая — расчет двухчастичного фазового пространства

Эти результаты не согласуются с экспериментальными значениями  $E_R = 2,3(3)$  МэВ, полученными в реакции  ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$  [8], и  $E_R = 1,6(1)$  МэВ — из реакции поглощения пионов (рис. 5.12) [19]. Таким образом, из работ [8, 19] следует, что  ${}^4\text{H}$  оказывается более стабильным, чем было принято считать ранее.

Анализ спектра, полученного в работе [19], позволил предположить также наличие в  ${}^4\text{H}$  двух возбужденных состояний, отстоящих от основного на 1,8 и 4,4 МэВ соответственно (рис. 5.12). Не исключено, что возбужденное состояние при 1,8 МэВ соответствует ранее обнаруженному в других работах резонансу 3,3–3,5 МэВ.

**5.2.2.  ${}^5\text{H}$ .** В свое время были высказаны предположения о том, что основное состояние в ядре  ${}^5\text{H}$  должно лежать вблизи порога развала и яд-

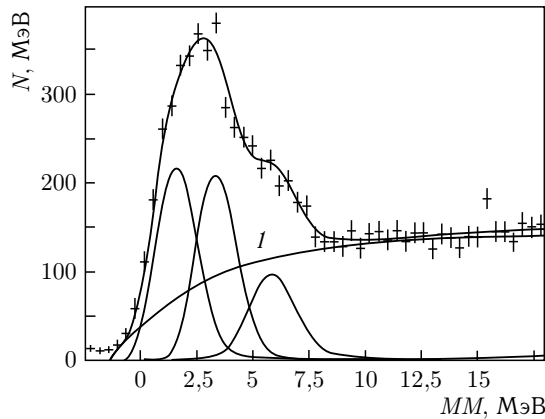


Рис. 5.12. Спектр недостающих масс (missing mass ( $MM$ )) для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$  [19]. Сплошные кривые — фитирование спектра и резонансы Брейта–Вигнера. Кривая  $I$  — фазовое пространство для развала ядра  ${}^9\text{Be}$  в  $d + t + t + n$

ро  ${}^5\text{H}$  даже может быть стабильным [27]. Эти предположения основывались на следующем. В ядре  ${}^5\text{He}$  хорошо известен уровень с энергией возбуждения 16,7 МэВ, имеющий квантовые числа  $J^\pi = 3/2^+$ ,  $T = 1/2$  и структуру  $(1s)^3(1p)^2$ . Это состояние можно представить как связанные друг с другом тритон и дейтрон. Синглетное состояние дейтрона с  $T = 1$  находится, как известно, на 2,3 МэВ выше основного, триплетного. Поэтому можно предположить, что у  ${}^5\text{He}$  существует состояние с  $T = 3/2$ , имеющее структуру тритон плюс синглетный дейтрон и лежащее примерно на 2,3 МэВ выше состояния 16,7 МэВ. Исходя из этого, в работе [27] и была высказана идея о том, что ядро  ${}^5\text{H}$  может быть стабильно с энергией связи примерно 0,4 МэВ. Однако оценку энергии  ${}^5\text{H}$  можно делать и по-другому, исходя из аналогии с системой « $\alpha$ -частица плюс дейтрон», т.е. из аналогии с ядром  ${}^6\text{Li}$ . В ядре  ${}^6\text{Li}$  известно состояние с  $T = 1$ ,  $J^\pi = 0^+$ , лежащее при энергии 3,56 МэВ, которое можно рассматривать как систему « $\alpha$ -частица плюс синглетный дейтрон». В этом случае энергия уровня  $T = 3/2$  в  ${}^5\text{He}$  станет примерно 20,3 МэВ и  ${}^5\text{H}$  будет уже нестабилен относительно распада на  ${}^3\text{H} + 2n$  на 0,8 МэВ.

Энергия связи и спектр энергий возбуждения изотопа  ${}^5\text{H}$  рассчитывались в рамках разных теоретических моделей, например, в оболочечной модели в  $(0 + 1)\hbar\omega$  или  $(0 + 2)\hbar\omega$  пространстве или в трехчастичной модели, в которых он рассматривался как  $t + n + n$ , и т.д. Согласно всем этим расчетам самый низколежащий резонанс — со спином и четностью  $1/2^+$ , с протоном на  $1s1/2$ -орбите и двумя спаренными в  $0^+$  нейтронами на  $1p3/2$ -орбите — ожидается при  $E_R \approx 1,6\text{--}3,0$  МэВ, с шириной  $\Gamma \approx 1\text{--}4$  МэВ. Два других резонанса,  $3/2^+$  и  $5/2^+$ , основанные на спаривании  $1s1/2$ -протона и двух спаренных в  $2^+$  нейтронов на  $1p3/2$ -орбите, предсказывались на уровне  $\sim 2\text{--}5$  МэВ над основным состоянием. Предсказывался еще один  $3/2^+$ -резонанс при энергии



в диапазоне 6–7,5 МэВ. Расчетные значения ширин возбужденных состояний составляли  $\Gamma > 4$  МэВ.

Известные в настоящее время экспериментальные результаты для  ${}^5\text{H}$  приведены в табл. 5.4 — они в большинстве своем расходятся с расчетами. Как видно, поиски  ${}^5\text{H}$  проводились в экспериментах на  $\pi$ -мезонах и он неоднократно наблюдался [28] с сильно отличающимися от эксперимента к эксперименту энергией  $7,4 \leq E_R \leq 12,0$  МэВ и шириной  $5,6 \leq \Gamma \leq 14$  МэВ.

Следует особо обратить внимание на работу 1968 г. [28], в которой впервые была показана возможность заселения состояния в  ${}^5\text{H}$  при энергии 1,8 МэВ над  $(t + 2n)$ -порогом: соответствующий пик наблюдался в инклюзивном измерении спектра протона в реакции  $t + t$ .

В качестве другого примера можно привести реакцию  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^3\text{H}, 2n$  при  $E_\pi = 125$  МэВ, где наблюдалось [36] отклонение над четырехчастичным фазовым пространством (рис. 5.13), которое авторы интерпретируют как состояние  ${}^5\text{H}$  с энергией распада  $(11 \pm 1,5)$  МэВ и шириной 14 МэВ. Статистическая точность в этих измерениях весьма высока. Максимальное превышение над фазовым пространством составляет фактор 2, тогда как в интервале энергий 25–55 МэВ экспериментальные данные совпадают с кривой фазового пространства в пределах  $\pm 3\%$ .

Результаты ряда других экспериментов существенно отличаются от вышеупомянутых. Противоречие есть и в работах, в которых изучалась система  ${}^3\text{H} + 2n$  в конечном состоянии в реакциях с тяжелыми ионами. В экспериментах на пучках тяжелых ионов в одной и той же реакции  ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$  были получены два совершенно разных результата: в [20] наблюдался пик, свидетельствующий о наличии нестабильного  ${}^5\text{H}$ , при  $E_R = (5,2 \pm 0,4)$  МэВ с шириной  $\Gamma = 4$  МэВ, в то время как в [30] резонанс  ${}^5\text{H}$  обнаружен не был.

В качестве примера результата эксперимента с тяжелыми ионами на рис. 5.14 показан спектр, полученный в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{O}){}^5\text{H}$  [29]. Граница спектра соответствует энергетическому порогу распада ядра  ${}^5\text{H} \rightarrow$

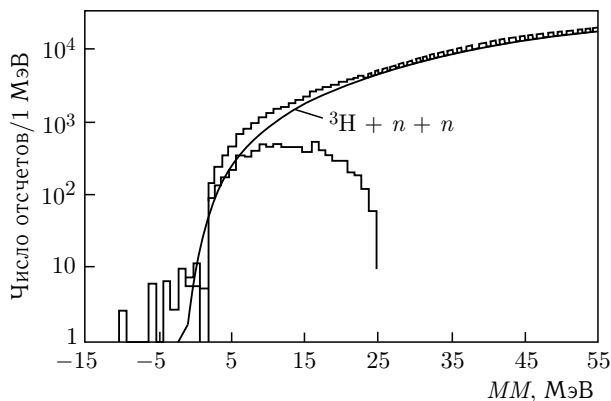


Рис. 5.13. Спектр недостающих масс для реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$  [36]

Таблица 5.4. Данные по резонансам  ${}^5\text{H}$  (в хронологическом порядке): реакция получения  ${}^5\text{H}$ , энергия пучка  $E$ , энергия  $E_R$  и ширина  $\Gamma$  резонансов, спин/четность  $J$ 

Год	Реакция	$E$ , МэВ	$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$J$	Работа
1968	$t(t, p){}^5\text{H}$	22,25	1,8	$\sim 1,2$		Young et al. [28]
1977	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$	93,3	–	–		Weisenmiller et al. [30]
1980–1992	Поглощение $\pi$ -мезонов		7,4 12,0	5,6–14		Tilley et al. [17]
1986	${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{O}){}^5\text{H}$	88		Резонанс не наблюдался		Belozero et al. [25, 29]
1995	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$	85	5,2(4)	4		Aleksandrov et al. [20]
1997	$p({}^6\text{He}, 2p){}^5\text{H}$	83 <sup>a</sup>	1,1(4), (3)			Kobayashi et al. [31]
2001	$p({}^6\text{He}, 2p){}^5\text{H}$	216	1,7(3)	1,9(4)	$1/2^+$	Korshennikov et al. [32]
2003, 2004	${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^3\text{He}){}^5\text{H}$	132	1,8(1)	$< 0,5$	$1/2^+$	Sidorchuk et al. [22]
	$t(t, p){}^5\text{H}$	57,5	1,8(1)	$< 0,5$	$1/2^+$	Golovkov et al. [33, 34]
	$t(t, p){}^5\text{H}$	58	2,7(1) $\sim 2$ 3–5	$< 0,5$	$5/2^+$ $3/2^+ + 5/2^+$	Ter-Akopian et al. [26]
2003	${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^5\text{H}$	240 <sup>a</sup>	3	6	$1/2^+$	Meister et al. [21]
2003, 2005	${}^9\text{Be}(\pi, pt){}^5\text{H}$	30	5,5(2)	5,4(5)		Горнов и др. [35]; Gurov et al. [24]
	${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$		10,6(3)	6,8(5)		
			18,5(4)	4,8(1,3)		
			26,7(4)	3,6(1,3)		

<sup>a</sup> Энергия в МэВ/А.

$\rightarrow {}^3\text{H} + n + n$ . Этот спектр хорошо воспроизводится четырехчастичным фазовым пространством  ${}^{15}\text{O} + {}^3\text{H} + n + n$  (штриховая линия). В спектре, по мнению авторов, не наблюдалось каких-либо отклонений от кривой фазового пространства, соответствующего четырехчастичному развалу ядра  ${}^5\text{H}$ . Этот результат согласуется с выводами работы [30], в которой поиск  ${}^5\text{H}$  проводился в реакции  ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})$ . В то же время эти результаты находятся

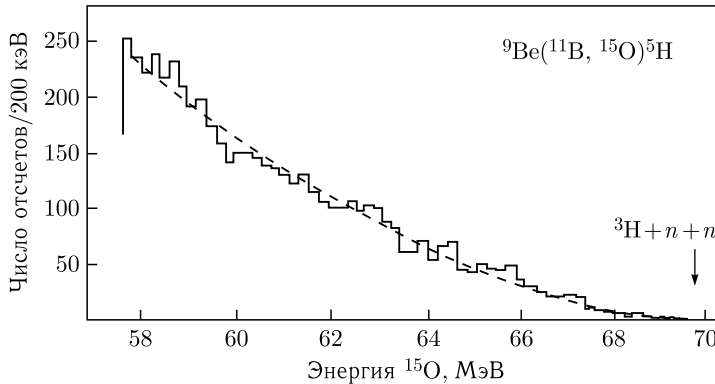


Рис. 5.14. Энергетический спектр (гистограмма) ядер  $^{15}\text{O}$ , полученных в реакции  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{O})^5\text{H}$  при энергии 88 МэВ [29]. Стрелкой отмечен порог распада  $^5\text{H} \rightarrow ^3\text{H} + n + n$ . Фазовое пространство, соответствующее четырехчастичному каналу  $^{15}\text{O} + ^3\text{H} + n + n$ , показано штриховой линией

в противоречии с данными работ, выполненных в последние годы на пучках радиоактивных ядер и утверждающих наличие резонансов в  $^5\text{H}$  [22, 26, 33].

К анализу спектра  $^{15}\text{O}$  в реакции  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{O})^5\text{H}$  можно подойти с учетом малой статистики: флуктуации в диапазоне энергий ядра отдачи  $^{15}\text{O}$  62–67,5 МэВ можно рассматривать как соответствующие нескольким резонансам. Однако достоверность таких выводов невелика.

Новые возможности для исследования  $^5\text{H}$  открылись с появлением пучков ускоренных радиоактивных ядер [21, 26, 31–33].

В первом эксперименте такого рода [31] в реакции  $p(^6\text{He}, 2p)^5\text{H}$  при энергии пучка  $^6\text{He}$  83 МэВ/А был обнаружен резонанс при  $E_R = (1,1 \pm 0,4)$  МэВ над порогом развала на  $t + 2n$ .

В той же самой реакции при энергии  $^6\text{He}$  36 МэВ/А [32] был установлен в качестве основного состояния  $^5\text{H}$  ( $J = 1/2^+$ ) резонанс при  $E_R = (1,7 \pm 0,3)$  МэВ с шириной  $\Gamma = (1,9 \pm 0,4)$  МэВ. В реакции  $^2\text{H}(^6\text{He}, ^3\text{He})^5\text{H}$ , а также в реакции на первичном пучке тритонов  $t(t, p)^5\text{H}$  было обнаружено основное состояние  $^5\text{H}$  с резонансной энергией  $E_R = (1,8 \pm 0,1)$  МэВ [26, 33]; во второй реакции с относительно небольшой статистикой наблюдался еще один пик при  $E_R = (2,7 \pm 0,1)$  МэВ, интерпретированный как  $5/2^+$ -партнер из  $5/2^+ - 3/2^+$ -дублета; в этих экспериментах оба резонанса оказались очень узкими ( $\Gamma < 0,5$  МэВ), что трудно совместить с теоретическими предсказаниями и другими экспериментальными данными.

И, наконец, в реакции  $t(t, p)^5\text{H}$  под очень малыми углами вылета  $^5\text{H}$  был получен результат, подтверждающий наличие низколежащего резонанса при  $E_R = 1,8$  МэВ, а широкая структура в районе 3–5 МэВ была интерпретирована как суперпозиция состояний  $3/2^+$  и  $5/2^+$ . Казалось бы, загадка основного состояния  $^5\text{H}$  разрешена и он не связан на уровне 1,8 МэВ.

Однако ситуация опять оказалась неоднозначной. Из данных по выбиванию одного протона с ядер  ${}^6\text{He}$ , бомбардирующих мишень  ${}^{12}\text{C}$ , для основного состояния  ${}^5\text{H}$  были получены значения  $E_R \approx 3$  МэВ и  $\Gamma \approx 6$  МэВ. В то же время в реакциях  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)$  и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)$  из четырех обнаруженных резонансов самое низколежащее резонансное состояние — с  $E_R = 5,2$  МэВ и  $\Gamma = 4$  МэВ [24]. Серьезный прогресс в исследовании  ${}^5\text{H}$  был достигнут в последнее время в экспериментах на пучках радиоактивных ионов, выполненных в ЛЯР ОИЯИ [38] и GSI [21, 37].

В реакции выбивания протонов  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^2\text{He})X$  при  $E({}^6\text{He}) = 36$  МэВ/А наблюдался уровень  ${}^5\text{H}$  с резонансной энергией  $E_R = (1,7 \pm 0,3)$  МэВ и шириной  $\Gamma = (1,9 \pm 0,4)$  МэВ.

Реакция двухнуклонной передачи  $t(t, p){}^5\text{H}$  при энергии пучка  $E_t = 57,5$  МэВ исследовалась в работе [26]. В событиях с одновременной регистрацией трех частиц — протон (вылетающий в диапазоне углов от  $18$  до  $32^\circ$  относительно пучка) + тритон + нейтрон — в спектре недостающих масс системы  $tnn$  наблюдался резонанс при  $E_R = (1,8 \pm 0,1)$  МэВ с шириной  $\Gamma < 0,5$  МэВ. Также в этих измерениях было получено указание на существование возбужденного состояния при  $E_R = (2,7 \pm 0,1)$  МэВ с очень маленькой шириной.

Более детально реакция  $t(t, p){}^5\text{H}$  изучалась в работах [33], в которых энергетические и угловые корреляции частиц при распаде  ${}^5\text{H}$  восстанавливались в результате полной кинематической реконструкции реакции. В этой работе регистрировались протоны, вылетающие назад относительно пучка частиц. Несмотря на то, что спектр недостающих масс, измеренный в этих работах, не обладает какими-либо структурными особенностями, авторы получили указания на существование двух уровней  ${}^5\text{H}$  с  $J^p = 3/2^+$  и  $5/2^+$  при  $E_R$  выше 2,5 МэВ. Эти указания основаны на анализе энергетических и угловых корреляций между фрагментами распада  ${}^5\text{H}$ . Отсутствие  $1/2^+$ -уровня  ${}^5\text{H}$  при  $E_R \sim 1,8$  МэВ авторы объяснили результатом интерференции этого состояния с  $3/2^+$ - и  $5/2^+$ -состояниями.

В эксперименте, выполненном в GSI [21], исследовалась реакция  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^5\text{H})X$  при  $E({}^6\text{He}) = 240$  МэВ/А. Образующиеся в реакции тритоны и нейтроны регистрировались в совпадении. Наблюдаемый спектр недостающих масс имел максимум при  $E_R \sim 3$  МэВ и ширину  $\Gamma \sim 6$  МэВ. Анализ угловых и энергетических корреляций, по мнению авторов, свидетельствует о том, что этот пик обусловлен  $1/2^+$ -состоянием  ${}^5\text{H}$ . Каких-либо указаний на существование узких резонансных уровней авторы не обнаружили.

Указание на образование  ${}^5\text{H}$  было получено в реакциях поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$  в эксперименте, проведенном в ПИЯФ [24]. В предположении, что усиление в спектре недостающих масс вызвано только одним состоянием  ${}^5\text{H}$ , были получены следующие значения резонансных параметров:  $E_R = (7,4 \pm 0,7)$  МэВ,  $\Gamma = (8 \pm 3)$  МэВ ( $E_R$  — резонансная энергия относительно распада на тритон и два нейтрона). Ука-

заявления на образование  ${}^5\text{H}$  наблюдались в инклюзивных спектрах протонов и дейтронов соответственно в реакциях  ${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$  и  ${}^7\text{Li}(\pi^-, d){}^5\text{H}$  [39]. Результаты экспериментов [24, 39] достаточно близки, однако статистическая обеспеченность данных, полученных на изотопах лития, оказалась существенно хуже. Полученные в этих работах значения резонансных уровней в ядре  ${}^5\text{H}$  представлены в табл. 5.5.

Таблица 5.5. Экспериментально полученные параметры резонансных уровней  ${}^5\text{H}$

Реакция	$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ
${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$	$7,4 \pm 0,7$	$8 \pm 3$
${}^6\text{Li}(\pi^-, p){}^5\text{H}$	$11,8 \pm 0,7$	$5,6 \pm 0,9$
${}^7\text{Li}(\pi^-, d){}^5\text{H}$	$9,1 \pm 0,7$	$7,4 \pm 0,6$
${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$	$5,2 \pm 0,4$	$\approx 4$
$p({}^6\text{He}, pp){}^5\text{H}$	$1,7 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,4$
$t(t, p){}^5\text{H}$	$1,8 \pm 0,1$	$\leq 0,5$
	$2,7 \pm 0,1$	$\leq 0,5$
$t(t, p){}^5\text{H}$	$\approx 1,8$	$\approx 1,3$
	$\sim 5-6$	
${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, 2nt)X$	$\sim 3,0$	$\sim 6,0$
${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$	$5,5 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,5$
${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$	$10,6 \pm 0,3$	$6,8 \pm 0,5$
	$18,5 \pm 0,4$	$4,8 \pm 1,3$
	$26,7 \pm 0,4$	$3,6 \pm 1,3$

На рис. 5.15 и 5.16 представлены спектры недостающих масс для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$  и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd)X$ . За начало отсчета принята сумма масс тритона и двух нейтронов. Видно, что распределения по фазовым объемам не позволяют описать экспериментальные спектры. Наблюдаемые структуры в спектрах обусловлены трехчастичными каналами реакции с образованием изотопа  ${}^5\text{H}$  в основном и возбужденных состояниях.

Для описания состояний  ${}^5\text{H}$  использовалась формула Брейта–Вигнера. Такой выбор связан с отсутствием надежных теоретических моделей для описания резонансных состояний этого изотопа. Поэтому это достаточно грубое приближение следует рассматривать только как удобный способ представления экспериментальной информации, обеспечивающий возможность сравнения с другими экспериментальными данными.

Спектр недостающих масс для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$  (рис. 5.15, *a*) и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$  (рис. 5.16, *a*) может быть описан с помощью четырех состояний изотопа  ${}^5\text{H}$ . Значения резонансных параметров представлены в табл. 5.6. Следует отметить, что удовлетворительное описание экспериментальных данных не может быть достигнуто без привлечения многочастичных каналов с образованием синглетной пары нейтронов  ${}^2n$  или  ${}^4\text{H}$  в конечном состоянии.

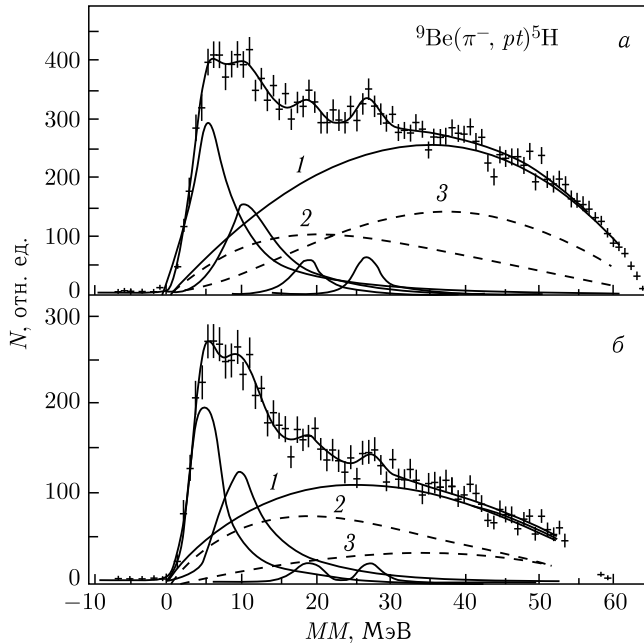


Рис. 5.15. Спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$ , полученный в эксперименте, выполненном в ПИЯФ [24]. Сплошные линии — описание с включением резонансного состояния  ${}^5\text{H}$ ; штриховые линии — варианты описания с помощью распределений по фазовому объему без включения  ${}^5\text{H}$ : 1 — суммарное распределение; 2 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^4\text{He}$ ; 3 —  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)t2n$

Важно подчеркнуть, что формы спектров, представленных на рис. 5.15, *a* и 5.16, *a*, существенно различаются. Также различаются выходы одних и тех же состояний  ${}^5\text{H}$  в каналах с регистрацией *pt*- и *dd*-пар. Это может служить указанием на различие в механизмах формирования этих каналов. В работе [39] было высказано предположение, что наблюдаемые параметры широких резонансных состояний могут сильно зависеть от механизма реакции, однако, как видно из табл. 5.6, параметры состояний  ${}^5\text{H}$  лежат в пределах экспериментальных погрешностей.

На рис. 5.15, *a* и 5.16, *b* представлены спектры недостающих масс для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt)X$  и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$ , полученные при ограничении на импульс остаточного ядра  $p_X < 100$  МэВ/с. Как отмечалось выше, такое ограничение позволяет обогатить спектр событиями, связанными с квазисвободным поглощением пионов, и заметно подавить вклад взаимодействий в конечном состоянии. Спектры описывались со значениями параметров распределений Брейта–Вигнера, приведенными в табл. 5.6. Полученные результаты не противоречат гипотезе о существовании четырех резонансных состояний изотопа  ${}^5\text{H}$ .

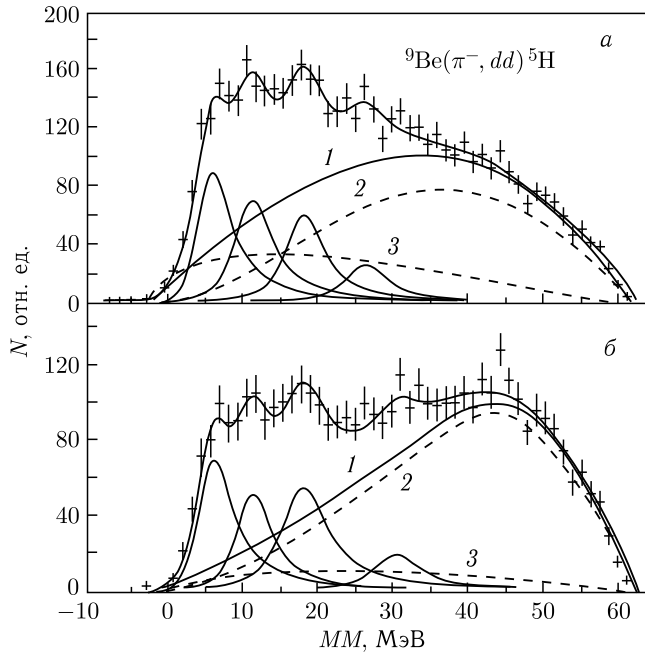


Рис. 5.16. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$ : а) измеренный спектр; б) спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка  $p_X \leq 100$  МэВ/с. Обозначения те же, что на рис. 5.15

Таблица 5.6. Значения резонансных параметров  ${}^5\text{H}$ , полученные в реакциях поглощения остановившихся пионов ядрами  ${}^9\text{Be}$  [39]

Канал реакции				Средневзвешенные значения	
${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$		${}^9\text{Be}(\pi^-, dd){}^5\text{H}$			
$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ
$5,2 \pm 0,3$	$5,5 \pm 0,5$	$6,1 \pm 0,4$	$4,5 \pm 1,2$	$5,5 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,5$
$10,4 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,6$	$11,4 \pm 0,7$	$5 \pm 1$	$10,6 \pm 0,3$	$6,8 \pm 0,5$
$18,7 \pm 0,5$	$3,9 \pm 2,0$	$18,3 \pm 0,5$	$5,5 \pm 1,7$	$18,5 \pm 0,4$	$4,8 \pm 1,3$
$26,8 \pm 0,4$	$3,0 \pm 1,4$	$26,5 \pm 1,0$	$6 \pm 3$	$26,7 \pm 0,4$	$3,6 \pm 1,3$

Два высоковозбужденных состояния ( $E_R = 18,5$  и  $26,8$  МэВ) проявляются менее заметно. В связи с этим был использован критерий  $\chi^2$  для проверки гипотез, согласно которым спектры описывались с помощью трех резонансных состояний, исключая последовательно уровни с  $E_R = 18,5$  и  $26,7$  МэВ.

Поиск изотопа  ${}^5\text{H}$  проводился также в двухчастичном канале реакции поглощения  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He})X$  [39]. В этой реакции структурных особенностей, которые могли бы свидетельствовать о присутствии резонанса  ${}^5\text{H}$ , в спектре обнаружено не было. Отсутствие указаний на образование  ${}^5\text{H}$  в двухчастичном канале этой реакции может быть связано со структурой этого изотопа.

В корреляционных измерениях было найдено, что ширины наблюдаемых уровней  ${}^5\text{H}$  весьма велики, следовательно, времена жизни этих состояний малы и оказываются сравнимыми со временем протекания реакции. В такой ситуации образование  ${}^5\text{H}$  более вероятно в тех каналах, где нуклоны, образующие состояние  ${}^5\text{H}$ , не принимают непосредственного участия в реакции, и эта конфигурация сильно перекрывается с волновой функцией нуклонов в начальном ядре. В случае образования  ${}^5\text{H}$  в двухчастичном канале реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, {}^4\text{He}){}^5\text{H}$  импульс образующегося атомного состояния будет составлять величину  $\sim 700$  МэВ/с. Такие большие значения сильно подавлены в импульсном распределении, связанном с ферми-движением внутриядерного кластера. Кроме того, учитывая отрицательный заряд пиона и  $\alpha$ -кластерную структуру  ${}^9\text{Be}$ , следует предположить, что образование быстрых  ${}^4\text{He}$  требует применения механизмов, вовлекающих в процесс поглощения нуклоны ядра-остатка. Следовательно, можно сделать вывод о том, что квазисвободные процессы не могут привести к образованию  ${}^5\text{H}$  в двухчастичном канале реакции.

Как следует из вышесказанного, поискам  ${}^5\text{H}$  было посвящено большое число исследований с использованием различных реакций, однако в них были получены разные значения энергии и ширины наблюдаемых уровней, что частично объясняется различным механизмом их образования и структурой взаимодействующих ядер.

Таким образом, вопрос об энергии и ширине распада резонансного состояния  ${}^5\text{H}$  в настоящее время остается открытым.

**5.2.3.  ${}^6\text{H}$ .** Из простых соображений о роли четных эффектов в стабильности ядер (нечетные ядра всегда менее устойчивы, чем четные) можно сделать предположение о том, что нечетно-нечетное ядро  ${}^6\text{H}$  является нестабильным. Экстраполяция энергий связи более легких изотопов водорода показала относительно небольшую энергию распада  ${}^6\text{H}$  (2–3 МэВ), и в этом случае центробежный барьер мог сыграть роль фактора, замедляющего распад.

Поиск изотопа  ${}^6\text{H}$  был проведен в нескольких работах. Он изучался как в реакциях на пионах,  ${}^6\text{Li}(\pi^-, \pi^+)$ ,  ${}^7\text{Li}(\pi^-, p)$  и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)$  [39], так и в реакции с тяжелыми ионами  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^6\text{H}$  при энергии 82 МэВ [40]. В первом случае не было найдено никаких указаний на образование  ${}^6\text{H}$ . Для  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^6\text{H}$  в спектре ядер  ${}^8\text{B}$  наблюдался широкий пик, который был интерпретирован как резонанс в  ${}^6\text{H}$ . Контрольные эксперименты и анализ данных, по мнению авторов, показали, что возможные источники фонов: 1) химические примеси в мишени, 2) неполное подавление наложенных сигналов, 3) образование  ${}^8\text{B}$  в пятичастичной реакции  ${}^7\text{Li} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{B} + {}^3\text{H} + 3n$  — не вносят заметного вклада в области обнаруженного пика.

Энергетический спектр хорошо описывался резонансной кривой Брейта-Вигнера. Анализ дал следующий результат: резонансный пик отстоял от



порога распада ядра  ${}^6\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + n + n + n$  на  $(2,7 \pm 0,4)$  МэВ и имел ширину  $\Gamma = (1,8 \pm 0,5)$  МэВ.

Вместе с тем из расчетов по оболочечной модели ядра следует, что  ${}^6\text{H}$  в основном состоянии имеет  $J^\pi = 2^-$  или  $1^-$  и не связан на величину  $\sim 8-12$  МэВ по отношению к развалу  ${}^3\text{H} + n + n + n$ .

Такое большое разногласие между теоретическими и экспериментальными данными явилось мотивацией постановки нового эксперимента, нацеленного на исследование структуры ядра  ${}^6\text{H}$ .

Следует отметить, что в инклюзивных спектрах, в принципе, возможно из-за последовательных двухчастичных процессов наблюдение групп шириной несколько МэВ, которые могут имитировать образование широкого состояния остаточного ядра. В этом случае требуется тщательный кинематический анализ. Однако в эксперименте с  ${}^6\text{H}$  подобный механизм образования широких групп невозможен из-за того, что при взаимодействии  ${}^7\text{Li} + {}^7\text{Li}$  ядро  ${}^8\text{B}$  всегда образуется в конечном состоянии с числом частиц более трех. Например, в принципе, могла бы идти реакция  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, t){}^{11}\text{B}^*$  с образованием  ${}^{11}\text{B}$  в дискретном состоянии, из которого вылетало бы ядро  ${}^8\text{B}$ , но при этом образовывалось бы три нейтрона. Двухчастичный распад может иметь место в случае образования ядра  ${}^9\text{B}$ :  ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{B} + n$ , однако само ядро  ${}^9\text{B}$  образуется только в пятичастичной реакции  ${}^7\text{Li} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^9\text{B} + {}^3\text{H} + 2n$ . Во всех случаях будет наблюдаться сплошной спектр ядер  ${}^8\text{B}$ , который не может имитировать наблюдаемую группу.

Измерения, проведенные с использованием реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O}){}^6\text{H}$  [29], подтвердили наличие резонансного состояния  ${}^6\text{H}$ . Спектр изотопа  ${}^{14}\text{O}$ , полученный в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O}){}^6\text{H}$ , представлен на рис. 5.17. Была сделана попытка описать спектр с использованием фазового пространства с пятью частицами в выходном канале реакции  ${}^{14}\text{O} + {}^3\text{H} + n + n + n$  (штриховая кривая на рис. 5.17), однако такое предположение оказалось недостаточным. Анализ спектра с помощью четырехчастичного выходного канала также не дал удовлетворительного согласия с экспериментом. В то же время, хотя система  ${}^5\text{H}$  не существует как связанная система, кривая, соответствующая трехчастич-

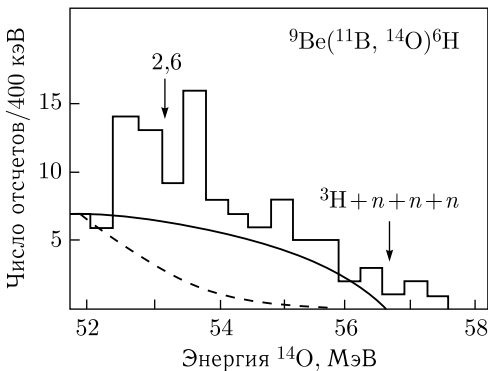


Рис. 5.17. Энергетический спектр (гистограмма)  ${}^{14}\text{O}$  из реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O}){}^6\text{H}$  при энергии 88 МэВ [29]. Стрелкой отмечен порог распада  ${}^6\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + n + n + n$ . Штриховая кривая — пятичастичное фазовое пространство  ${}^{14}\text{O} + {}^3\text{H} + n + n + n$ . Сплошная кривая — трехчастичное фазовое пространство  ${}^{14}\text{O} + {}^5\text{H} + n$

ному фазовому пространству с его участием ( $^{14}\text{O} + ^5\text{H} + n$ ), довольно хорошо описывает экспериментальные данные (сплошная кривая на рис. 5.17). Учет такого канала оправдан лишь в случае, когда имеет место существенное взаимодействие в конечном состоянии системы  $^5\text{H}$  с очень большой шириной ( $\Gamma \sim 10$  МэВ), которая затрудняет наблюдение  $^5\text{H}$  в реакции  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{O})^5\text{H}$ . Такой способ анализа с учетом образования  $^5\text{H}$  ранее применялся для реакции  $^7\text{Li}(\pi^-, \pi^+)^7\text{H} \rightarrow ^5\text{H} + n + n$  [39]. При этом описании, несмотря на небольшую статистику, проявилась структура над континуумом при энергии около 53 МэВ. Эту структуру нельзя было объяснить реакциями на примесях. Измерение реакций  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{O})^9\text{Li}$  и  $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$  на примесях  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  показало, что их вклад в спектр  $^{14}\text{O}$  составил не более 5%. В результате наблюдаемый пик был приписан ядерно-нестабильному состоянию  $^6\text{H}$ , отстоящему на  $(2,6 \pm 0,5)$  МэВ над порогом развала  $^6\text{H} \rightarrow ^3\text{H} + n + n + n$ , с шириной  $\Gamma = (1,3 \pm 0,5)$  МэВ. Полученные в этом эксперименте значения подтвердили экспериментальный результат работы [40], а значение  $E_R$  согласовывалось с оценкой 2–3 МэВ, полученной в той же работе.

Важным результатом измерений, проведенных с использованием реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, pd)^6\text{H}$  [39], было наблюдение нескольких возбужденных уровней изотопа  $^6\text{H}$ . Как и в случае с  $^5\text{H}$ , резонансные энергии возбужденных состояний  $^6\text{H}$  превышают порог распада изотопа на свободные нуклоны. Уровни возбуждения этой системы свободных нуклонов оказываются достаточно высокими и достигают  $\sim 13$  МэВ (или 2,2 МэВ/А).

Дополнительное подтверждение существования уровней изотопа  $^6\text{H}$  с  $E_R = 10,7$  и  $15,3$  МэВ может быть получено из данных по спектроскопии изотопа  $^6\text{He}$ . В спектре недостающих масс, измеренном в реакции  $^7\text{Li}(^3\text{He}, p^3\text{He})X$  при  $E(^3\text{He}) = 120$  МэВ, наблюдались два относительно узких ( $\Gamma \sim 2$  МэВ) состояния  $^6\text{He}$  с энергиями возбуждения  $E^* \sim 32,0$  и  $35,7$  МэВ [42]. При пересчете этих величин на энергию связи соответствующих состояний (величина  $B$  положительна для связанных систем) получим  $B(^6\text{H}) = (-2,2 \pm 0,7)$  и  $(-6,8 \pm 0,7)$  МэВ,  $B(^6\text{He}) \sim -2,7$  и  $-6,4$  МэВ соответственно. Кулоновская энергия в  $^6\text{He}$  не превышает 0,7 МэВ, поэтому можно предположить, что наблюдаемые уровни являются изобар-аналоговыми состояниями для  $^6\text{H}$ .

На рис. 5.18 представлены спектры недостающих масс для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, pd)X$ . Прежде всего отметим отсутствие в области отрицательных значений  $MM$  указаний на существование связанных состояний  $^6\text{H}$ . В то же время в области  $MM > 0$  в спектре наблюдаются структуры, которые, как считают авторы работы [39], могут быть обусловлены образованием резонансных состояний в  $^6\text{H}$ .

Ядро  $^6\text{H}$  представляет собой одну из самых нейтронно-избыточных ядерных систем, известных в настоящее время: один протон удерживает около себя 5 нейтронов.

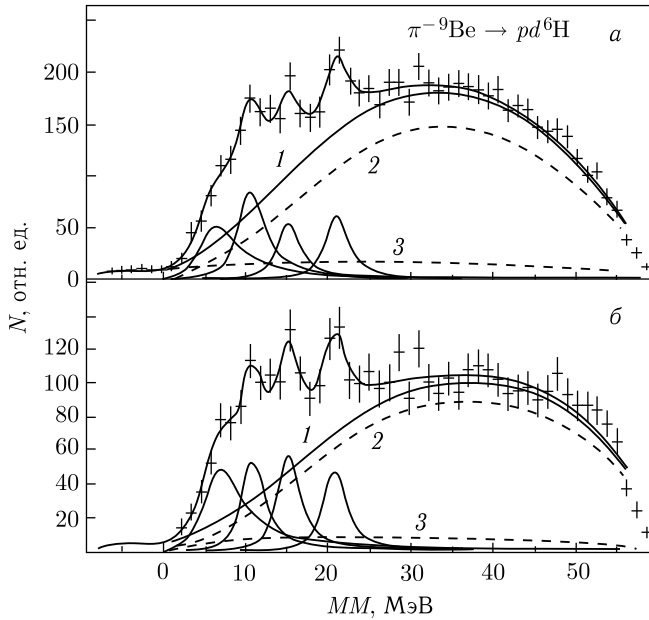


Рис. 5.18. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)X$ : а) измеренный спектр; б) измеренный спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка  $p_X \leq 100$  МэВ/с. Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейту–Вигнеру; 1 — суммарное распределение по фазовому объему; штриховые линии: 2 — четырехчастичное распределение по фазовому объему; 3 — фон случайных совпадений

**5.2.4. Результаты исследования структуры изотопов водорода с  $A = 4, 5$  и  $6$ .** Интерпретация результатов экспериментов по изучению структуры тяжелых изотопов водорода в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^x\text{O})$  является довольно сложной из-за малой вероятности образования ядер водорода в выходном канале реакции и необходимости проведения корреляционных экспериментов. Наиболее простой является интерпретация ядра, состоящего из стабильного ядра и одного нейтрона:  ${}^4\text{H} (= t + n)$ . Переход к  ${}^5\text{H} (= t + n + n)$  связан с пониманием взаимодействия частиц в несвязанной системе — в данном случае в системе из двух нейтронов ( $n + n$ ). Сложнее ситуация в  ${}^6\text{H}$ , где надо рассматривать уже взаимодействие трех нейтронов. Здесь надо учитывать возможные корреляции при взаимодействии нейтронов и ядра трития, на которые в конечном итоге распадается нестабильная система. Необходимо знать, с какой вероятностью будут проявляться эти взаимодействия в эксперименте и в каких реакциях. Поэтому, если в одной реакции при определенной энергии резонансы наблюдаются, а в другой — не наблюдаются, то это еще не является свидетельством противоречивости данных.

Таким образом, на основании приведенных выше результатов можно сделать следующие выводы для тяжелых изотопов водорода  ${}^{4,5,6}\text{H}$ :

1. Полученное значение  $E_R = (3,5 \pm 0,5)$  МэВ для основного состояния  ${}^4\text{H}$  находится в согласии с результатами большинства других работ.

2. Для  ${}^5\text{H}$  в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{O}){}^5\text{H}$  не обнаружилось ни связанное, ни несвязанное состояние. Однако, учитывая, что для интерпретации спектра  ${}^6\text{H}$  потребовалось предположить наличие канала  ${}^5\text{H} + n$ , можно сделать вывод, что спаривание двух нейтронов в  ${}^5\text{H}$  играет существенную роль и имеет место сильное взаимодействие в конечном состоянии со значительной шириной (возможно, до 10 МэВ). Это, наряду со всеми известными экспериментальными данными, указывает лишь на одно обстоятельство:  ${}^5\text{H}$  нестабилен по отношению к эмиссии двух нейтронов.

3. Было обнаружено состояние  ${}^6\text{H}$  с резонансной энергией  $E_R = (2,6 \pm 0,5)$  МэВ, и показано, что  ${}^6\text{H}$  более устойчив, чем предсказывалось теорией.

На основании всего вышесказанного можно прийти к заключению, что вопрос о свойствах тяжелых изотопов водорода  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^5\text{H}$  и  ${}^6\text{H}$  остается актуальным и требует дальнейших исследований. Так же требует дальнейшего исследования проблема существования возможных возбужденных состояний в этих ядрах. На рис. 5.19 представлены значения энергий основных состояний, полученные в разных работах, откуда следует, что в настоящее время нет однозначного результата для энергии основных состояний. Поэтому трудно судить об относительной устойчивости этих трех изотопов по отношению друг к другу. В результате энергии спаривания нейтронов  ${}^5\text{H}$  (четное число нейтронов) должен быть более стабилен, чем  ${}^6\text{H}$  и  ${}^4\text{H}$ , у которых число нейтронов нечетное. Тогда появляется проблема в определении его энергии — около 1,8 или  $\geq 3,0$  МэВ. Система  ${}^5\text{H}$  более стабильна в том случае, если основное состояние находится при энергии 1,7–1,8 МэВ, а состояние  ${}^4\text{H}$  — выше  $\sim 2$  МэВ. Кроме того, можно сделать вывод, что  ${}^6\text{H}$  более стабилен, чем  ${}^4\text{H}$ , если принять во внимание, что основное состояние последнего отстоит на более чем 3,0 МэВ от  $(t + n)$ -порога. Однако, как было показано выше, последние данные говорят в пользу более стабильного  ${}^4\text{H}$ -резонанса ( $E_R < 2$  МэВ). Поэтому нельзя однозначно сказать, имеет ли место увеличение устойчивости изотопов водорода с добавлением двух нейтронов (аналогично изотопам гелия, для которых наблюдается так называемая «гелиевая аномалия» (см. п. 5.3), проявляющаяся в том, что  ${}^8\text{He}$  более стабилен, чем  ${}^6\text{He}$ , так же как  ${}^7\text{He}$  по сравнению с  ${}^5\text{He}$ ).

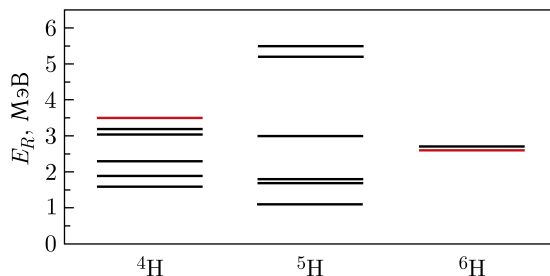


Рис. 5.19. Экспериментальные значения ( $< 6,5$  МэВ) резонансных энергий основных состояний изотопов  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^5\text{H}$  и  ${}^6\text{H}$  по отношению к порогу развала на  ${}^3\text{H} + xn$ , где  $x = 1, 2$  и  $3$  соответственно. Красные линии — результаты работы [29]

**5.2.5.  ${}^7\text{H}$  и перспективы исследований сверхтяжелых изотопов водорода.** В связи с большой неопределенностью в энергиях связи  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^5\text{H}$ ,  ${}^6\text{H}$  экстраполяция для энергии связи супернейтронно-избыточного изотопа  ${}^7\text{H}$  ( $N/Z = 6$ ) является неоднозначной задачей. Из самых оптимистических предсказаний (например, [41]) следует, что ядра  ${}^7\text{H}$  должны находиться недалеко от границы стабильности. Используя полученные в работе [29] значения массы ядра  ${}^6\text{H}$ , можно вычислить массу  ${}^7\text{H}$  путем экстраполяции по методу Гарви–Келсона [16]. В этом случае  ${}^7\text{H}$  оказывается нестабильным относительно распада на  ${}^3\text{H} + 4n$  всего на 1,64 МэВ. Необходимо отметить, что энергия резонансного состояния в  ${}^7\text{H}$ , если принять его избыток массы равным  $M. E. = 49,14$  МэВ, должна составлять 1,9 МэВ над порогом развала  ${}^7\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + n + n + n + n$ . Экспериментальных данных о  ${}^7\text{H}$  гораздо меньше, чем для более легких изотопов водорода.

При поисках ядра  ${}^7\text{H}$  в реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^-, \pi^+){}^3\text{H}, 4n$  [36] спектр пионов хорошо описывался кривой фазового пространства, соответствовавшей процессу  ${}^7\text{Li}(\pi^-, \pi^+){}^5\text{H}, 2n$  (рис. 5.20), что возможно при образовании стабильного  ${}^5\text{H}$ . Кривая для  ${}^5\text{H}$  с энергией на 11 МэВ выше порога в этом случае была бы сильно смещена вправо. Однако такая идентификация ядра по отклонению от фазового объема без наблюдения явного максимума, вообще говоря, довольно неоднозначна.

Недавние эксперименты по изучению  ${}^7\text{H}$  были проведены на пучке радиоактивных ядер  ${}^8\text{He}$  [42–44]. В работе [42] использовалась реакция  $p({}^8\text{He}, pp){}^7\text{H}$ , было получено указание на существование  ${}^7\text{H}$  в области

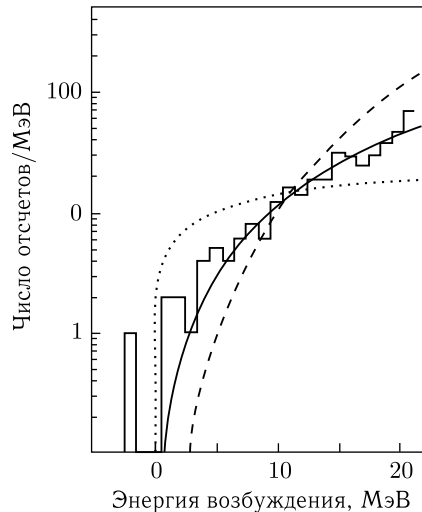


Рис. 5.20. Энергетический спектр  $\pi^+$  для реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^-, \pi^+){}^7\text{H}$  [36]: сплошная кривая — фит экспериментальных данных; штриховая — расчет фазового пространства для реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^-, \pi^+){}^5\text{H}, 2n$ ; точечная — расчет фазового пространства для реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^-, \pi^+){}^3\text{H}, 4n$

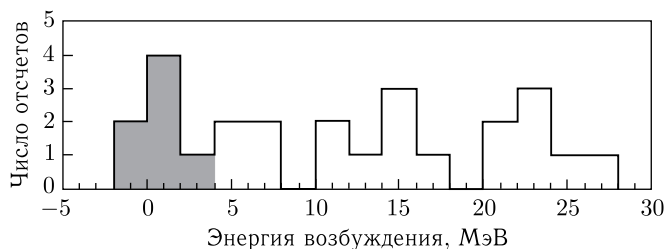


Рис. 5.21. Энергия возбуждения для реакции  ${}^8\text{He}(d, p){}^7\text{H}$  в предположении, что имел место канал образования  ${}^7\text{H}$ . Серый участок соответствует событиям, которые идентифицировались как  ${}^7\text{H}$  [44]

$(t + 4n)$ -порога развала и оценен верхний предел сечения его образования, который составил около 3 мб.

Авторы работы [43] в реакции  ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H}){}^3\text{He}$  получили лишь нижний экспериментальный предел образования  ${}^7\text{H}$  при энергии 50–100 кэВ. И, наконец, в работе [44], где велись поиски  ${}^7\text{He}$  в реакции однопротонной передачи на пучке  ${}^8\text{He}$ , было заявлено об обнаружении  ${}^7\text{H}$  на основании семи наблюдаемых событий, приводящих к резонансной энергии  $(0,57^{+0,42}_{-0,21})$  МэВ над  $(t + 4n)$ -порогом и ширине резонанса  $(0,09^{+0,94}_{-0,06})$  МэВ (рис. 5.21).

В работе, выполненной в Японии в RIKEN [44] при поиске резонанса  ${}^7\text{H}$  в реакции  ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$  на пучке  ${}^8\text{He}$ , было показано, что, кроме некой неоднородности в спектре при энергии 2 МэВ над порогом  $t + 4n$ , пик, соответствовавший резонансному состоянию  ${}^7\text{H}$ , не наблюдался. Между тем в другом эксперименте, выполненном также в RIKEN, было получено указание на обнаружение резонансного состояния  ${}^7\text{H}$  в реакции  $p({}^8\text{He}, pp){}^7\text{H}$  при энергии пучка  ${}^8\text{He}$ , равной 61,3 МэВ/А [44]. В этой работе для положительных значений недостающих масс вблизи нуля в спектрах наблюдалась некоторая структура. Авторам не удалось описать полученный спектр с помощью многочастичных распределений по фазовому объему. Поэтому ими было сделано предположение, что избыток событий над кривой фазового пространства обусловлен резонансным состоянием  ${}^7\text{H}$ . Однако в связи с большим соотношением фон–сигнал, которое наблюдалось в эксперименте, авторы работы не смогли сделать каких-либо выводов об энергии связи и ширине этого состояния.

В эксперименте, выполненном в LAMPF [39], поиск изотопа  ${}^7\text{H}$  проводился в спектрах недостающих масс для следующих каналов реакции поглощения остановившихся пионов:  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pp){}^7\text{H}$  и  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p{}^3\text{He}){}^7\text{H}$ .

Однако статистическая погрешность измерений также не позволила сделать вывод о существовании  ${}^7\text{H}$  в этих реакциях. Одна из возможных причин отсутствия статистически обеспеченных результатов по наблюдению состояний  ${}^7\text{H}$  вблизи порога  $t + 4n$  в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pp)X$ , по мнению авторов, может быть обусловлена механизмом протекания этой реакции. Вероятность

заселения уровней в канале реакции поглощения с регистрацией двух протонов может оказаться крайне низкой.

Еще раз отметим, что эксперименты по поиску сверхтяжелых систем легчайших элементов чрезвычайно трудны из-за их малых сечений образования и вероятности заселения уровней в зависимости от типа реакций и структуры взаимодействующих ядер.

Таким образом, вопрос о возможности существования состояний  ${}^7\text{H}$  как вблизи порога  $t + 4n$ , так и в области высоких возбуждений остается открытым и необходимы новые эксперименты по поиску этих состояний.

С целью прояснения ситуации с тяжелыми изотопами водорода необходимо их дополнительное исследование с применением методик, обладающих высоким энергетическим разрешением и позволяющих получить высокую статистику. В табл. 5.7 предложены реакции для изучения тяжелых изотопов водорода с помощью пучков стабильных ядер. Что касается  ${}^5\text{H}$ , который образуется при подхвате двух протонов в реакциях  ${}^7\text{Li}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^5\text{H}$  и  ${}^7\text{Li}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^5\text{H}$ , то в них преимущественно заселяются основные состояния. В другой реакции,  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^5\text{H}$ , должны заселяться, если они существуют (см. выше), еще и возбужденные состояния  ${}^5\text{H}$ .

Таблица 5.7. Возможные реакции для изучения  ${}^5\text{H}$ ,  ${}^6\text{H}$  и  ${}^7\text{H}$ . Значения  $Q$ -реакции рассчитаны с использованием таблиц масс [45]

Реакция	Переданные нуклоны	$Q$ -реакции, МэВ
${}^7\text{Li}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^5\text{H}$	$+2p$	-25,99
${}^7\text{Li}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^5\text{H}$	$+2p$	-19,83
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^5\text{H}$	$+3p + 1n$	-20,37
${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^6\text{H}$	$+3p$	-29,44
${}^7\text{Li}({}^{13}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^6\text{H}$	$-2p + 1n$	-31,83
${}^2\text{H}({}^{18}\text{O}, {}^{14}\text{O}){}^6\text{H}$	$-4n$	-37,50
${}^{10}\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^6\text{H}$	$+3p + 1n$	-28,08
${}^7\text{Li}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^7\text{H}$	$+2p - 2n$	-39,2 / -37,3*
${}^{10}\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{H}$	$+3p$	-35,5 / -33,6*
${}^{10}\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O}){}^7\text{H}$	$+3p$	-35,9 / -34,0*

\*Значения, рассчитанные для развала  ${}^7\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + n + n + n + n$ .

В случае, если реакция с образованием  ${}^5\text{H}$  даст положительный результат, она может служить отправной точкой для изучения следующего изотопа водорода, например, в реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^6\text{H}$ , для которой значение  $Q = -28,08$  МэВ. Возможно изучение  ${}^6\text{H}$  также в реакции срыва четырех нейтронов на радиоактивном пучке  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^4\text{He}){}^6\text{H}$ , для которой  $Q = 0,45$  МэВ. Поиск основного состояния  ${}^7\text{H}$  (первые попытки экспериментального изучения которого уже были сделаны на радиоактивном пучке

$^8\text{He}$  [42–44]) можно проводить в реакциях перезарядки  $^7\text{Li}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^7\text{H}$  или подхвата трех протонов  $^{10}\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{O})^7\text{H}$ .

Таким образом, будущие эксперименты по получению информации о ядрах с наибольшим соотношением числа нейтронов и протонов связаны с использованием пучков радиоактивных ядер. При этом в связи с малыми сечениями их образования необходимы пучки относительно высокой интенсивности и методики с высокой эффективностью регистрации. Эта задача является одной из основных для создаваемых ускорительных комплексов (фабрик) пучков радиоактивных ядер.

### Список литературы к пп. 5.1, 5.2

1. *Войтовецкий В. К. и др.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1628.
2. *Миґдал А. Б.* // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. С. 3.
3. *Watson K. M.* // Phys. Rev. 1952. V. 88. P. 1153.
4. *Bernstein M. A., Friedman W. A.* // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 132.
5. *Sperind J. et al.* // Phys. Lett. 1970. V. 32B. P. 185.
6. *Sperind J. et al.* // Nucl. Phys. 1974. V. B78. P. 345.
7. *Ungar J. E. et al.* // Phys. Lett. 1984. V. 144B. P. 333.
8. *Cerny J.* // Proc. Intern. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei. Nashville, USA, 1974. V. 2. Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1974. P. 483.
9. *Агеев В. А. и др.* Препринт КИЯФ 84-04. Киев, 1985.
10. *Джибути Р. И., Кезерашвили Р. Я.* // ЯФ. 1985. Т. 16. С. 1173.
11. *Белозеров А. В. и др.* // Тр. 34-й конф. по ядерной спектроскопии. Алма-Ата, 1984. Л.: Наука, 1984. С. 379.
12. *Belozorov A. V. et al.* // Nucl. Phys. 1988. V. A477. P. 131.
13. *Базь А. И. и др.* Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности. М.: Наука, 1972.
14. *Marques F. M. et al.* // Phys. Rev. 2002. V. C65. P. 044006.
15. *Fortier S. et al.* // Proc. Intern. Symp. on Exotic Nuclei. Khanty-Mansiysk, Russia, 17–22 July, 2006 / Eds. Yu. E. Penionzhkevich, E. A. Cherepanov. AIP Conf. Proc. 2007. P. 912.
16. *Ogloblin A., Penionzhkevich Yu.* // Treatise on Heavy-Ion Science / Ed. D. Allan Bromley. N. Y., London: Plenum Press, 1989. V. 8. P. 317.
17. *Tilley D. et al.* // Nucl. Phys. 1992. V. A541. P. 1.
18. *Blagus S. et al.* // Phys. Rev. 1991. V. C44. P. 325.
19. *Gornov M. et al.* // Nucl. Phys. 1991. V. A531. P. 613.
20. *Aleksandrov D. et al.* // JETP Lett. 1995. V. 62. P. 18.
21. *Meister M. et al.* // Nucl. Phys. 2003. V. A723. P. 13.
22. *Sidorchuk S. et al.* // Nucl. Phys. 2003. V. A719. P. 229.
23. *Sidorchuk S. et al.* // Phys. Lett. 2004. V. B594. P. 54.
24. *Gurov Yu. et al.* // Eur. Phys. J. 2005. V. A24. P. 231.



25. *Belozyorov A. et al.* JINR Preprint 13-85-535. Dubna, 1985.
26. *Ter-Akopyan G. et al.* // *Yad. Fiz.* 2003. V. 66. P. 1587.
27. *Blanchard C., Winter R.* // *Phys. Rev.* 1964. V. 107. P. 774.
28. *Young P. et al.* // *Phys. Rev.* 1968. V. 173. P. 949.
29. *Belozyorov A. et al.* // *Nucl. Phys.* 1986. V. A460. P. 352.
30. *Weisenmiller R. et al.* // *Nucl. Phys.* 1977. V. A280. P. 217.
31. *Kobayashi T. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 223.
32. *Korshennikov A. A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 092501.
33. *Golovkov M. et al.* // *Phys. Lett.* 2003. V. B566. P. 70.
34. *Golovkov M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 262501.
35. *Горнов М. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 344.
36. *Seth K.* // Proc. 4th Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor, Denmark, 1981. Geneva, 1981. P. 655.
37. *Chulkov L. et al.* // *Nucl. Phys.* 2004. V. A734. P. 357.
38. *Golovkov M. et al.* // *Phys. Rev.* 2005. V. C72. P. 064612.
39. *Гуров Ю. Б. и др.* // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 4. С. 1063.
40. *Александров Д. и др.* // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 513.
41. *Ogloblin A.* GSI-Report 79-12. Darmstadt, 1979.
42. *Golovkov M. et al.* // *Phys. Lett.* 2004. V. B588. P. 163.
43. *Nikolskii E. et al.* // RIKEN Accelerator Progress Report. 2006. P. 21.
44. *Nikolskii E. et al.* // *Phys. Rev.* 2010. V. C81. P. 064606.
45. *Audi G., Wapstra A.* // *Nucl. Phys.* 1993. V. 565. P. 1.

### 5.3. Изотопы гелия

Большой интерес для исследования свойств легких ядер представляют изотопы гелия. Это объясняется прежде всего тем, что для них достигнут наибольший нейтронный избыток ( ${}^8\text{He}$  ( $N/Z = 3$ ) — самый нейтронно-избыточный нуклонно-стабильный изотоп и  ${}^{10}\text{He}$  ( $N/Z = 4$ ) — нуклонно-нестабильный). 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 борроманиовским ядрам [1], которые можно рассматривать как трехчастичные стабильные системы, в которых, если убрать одну из составных частей, остаток будет являться нестабильным. Ядро  ${}^6\text{He}$  является наиболее легким борроманиовским ядром.

Одно из интересных свойств ядер, обнаруженных в последнее время, — наличие нейтронного гало. Ядра  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  обладают гало второго рода [2]. Оно является результатом очень компактного кора в виде  $\alpha$ -частицы и отстоящих от него нейтронов. Такие ядра имеют так называемую нейтронную «шубу». Исследование структуры таких ядер может дать ответ на вопрос

о наличии в них нейтронных корреляций, которые могут приводить к появлению мультинейтронных кластеров. Считается, 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 образования 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 2 нейтрона в нейтронном гало,  ${}^8\text{He}$  имеет 4 валентных нейтрона сверх ядра-кора ( $\alpha$ -частицы). Возможно, они могут сгруппироваться в 1 или 2 динейтрона или даже в тетранейтрон. Еще более интересным с этой точки зрения должен быть  ${}^{10}\text{He}$ , имеющий 6 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 дипольному резонансу, но при меньших энергиях возбуждения. Например, для ядра  ${}^6\text{He}$  были предсказаны мягкий дипольный резонанс при  $E^* \sim 5\text{--}7$  МэВ [4], а также существенное уменьшение энергии векторного гигантского монополярного резонанса до энергии возбуждения около 13 МэВ [2]. Поэтому интерес представляет 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.

Экспериментальные данные о возбужденных состояниях в этих ядрах до недавнего времени были недостаточны, чтобы делать выводы об их необычной структуре. Обнаружение возбужденных уровней могло бы дать важную информацию о последовательности заполнения оболочек в этих легких нейтронно-избыточных ядрах, позволило бы сделать выводы о точности предсказаний стандартной оболочечной модели для спинов и четностей уровней, а также нейтронных чисел, при которых заполняются ядерные оболочки.

Ниже представлена информация о структуре и свойствах изотопов гелия —  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{He}$ .

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

В  ${}^6\text{He}$  имеется возбужденный уровень при  $E^*(2^+) = 1,797$  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 о том, что этот уровень должен испытывать прямой развал на  ${}^4\text{He} + 2n$ . При этом интерес представляет вопрос

корреляции этих двух нейтронов или возможность существования в  ${}^6\text{He}$  динейтронных кластеров.

**5.3.1.1. Кластерные состояния.** Ядро  ${}^6\text{He}$  состоит из  $\alpha$ -кора и описывается как трехчастичная система  $\alpha + n + n$ . Однако не исключена возможность существования в  ${}^6\text{He}$  двухчастичной ( $t + t$ )-кластеризации. Высокая вероятность такой кластеризации ожидается в области порога развала  ${}^6\text{He} \rightarrow t + t$ , который равен  $E_{\text{thr}} = E^*({}^6\text{He}) = 12,3 \text{ МэВ}$ .

Схема уровней  ${}^6\text{He}$  [6] представлена на рис. 5.22. В табл. 5.8 приведены известные [6–9] уровни с энергией возбуждения  $E^* < 13 \text{ МэВ}$ . Здесь же представлены результаты теоретических расчетов из [8, 10, 12]).

Большинство теоретических работ предсказывают большую вероятность ( $t + t$ )-распада [13–15]. Экспериментально наблюдался распад резонансов в  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{Be}$ , сопровождающийся испусканием  ${}^3\text{H}$  или  ${}^3\text{He}$  кластеров [15–18].

Экспериментальные данные по состояниям  ${}^6\text{He}$ , лежащим над ( $t + t$ )-порогом развала (12,3 МэВ), вместе с их ширинами представлены в табл. 5.9. Видно, что результаты измерений очень противоречивы. Однако можно выделить три области энергии возбуждения: i) вблизи ( $t + t$ )-порога, где резонансы очень широкие; ii) при энергии возбуждения 23–25 МэВ; iii) над порогом развала на свободные нуклоны ( $\sim 29 \text{ МэВ}$ ).

Необходимо отметить, что практически во всех экспериментах измерялись лишь энергия и ширина резонансов. Способы распада возбужденных состояний изучались только в [15, 16, 18]. Информация о спинах и четностях почти отсутствует.

В работе [20] были предсказаны резонансные состояния для ядер с  $A = 6$ , расположенные на 0,3–0,9 МэВ выше порога развала на  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  кластеры, в том числе и для  ${}^6\text{He}$ . Поиск и идентификация таких резонансов представляет интерес как с точки зрения ядерной физики, так и астрофизики. В то же время в работе [21], несмотря на некоторые погрешности анализа, определен в реакции  ${}^6\text{He}(p, t)$  спектроскопический фактор для ( $t + t$ )-конфигурации

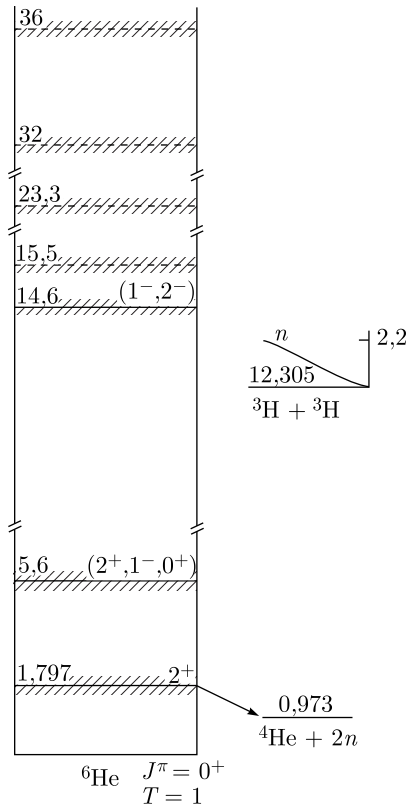


Рис. 5.22. Схема уровней ядра  ${}^6\text{He}$  с указанием порогов развала ядра на  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$  и  ${}^6\text{He} \rightarrow t + t$  [6]

Таблица 5.8. Экспериментальные значения энергии (в МэВ) уровней  ${}^6\text{He}$  с  $E^* < 13$  МэВ и приписываемые им спины и четности, а также предсказания разных расчетов

Эксперимент				Расчет			
[5], 1988	[7], 1994	[8], 1996	[9], 2000	[8], 1996	[10], 1995	[11], 1993	[12], 1995
g. s., $0^+$ 1,797, $2^+$	g. s. 1,8	g. s., $0^+$ 1,92, $2^+$	g. s., $0^+$ 1,8	g. s., $0^+$ 1,894, $2^+$	g. s., $0^+$ 1,81, $2^+$ 3,5, $2^+$ 3,78, $1^+$ 4,98, $0^+$	g. s., $0^+$ 4,1, $2^+$ 8,1, $2^+$ 8,9, $2^-$ 9,4, $1^-$	g. s., $0^+$ 1,72, $2^+$ 4,0, $2^+$ 4,4, $1^+$ 6,0, $0^+$
	6, $1^-$	5,6, $2^+$	4,4 7,7 9,9	6,124, $2^+$ 7,268, $1^+$			
	12			12,467, $0^+$			

Таблица 5.9. Энергетические состояния  $E^*$  и резонансные ширины  $\Gamma$  для  ${}^6\text{He}$ , наблюдаемые над порогом ( $E_{\text{thr}} = 12,3$  МэВ) развала  ${}^6\text{He} \rightarrow t + t$

$E^*$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Реакция	Работа, год
$14,6 \pm 0,7$ $23,3 \pm 1,0$	$7,4 \pm 0,7$ $14,8 \pm 2,3$	$({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$	[8], 1996
$15,5 \pm 0,5$ 25,1	$4 \pm 1,5$ $8 \pm 2,0$	${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$	[19], 1983
$14,6 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,7$	$(t, {}^3\text{He})$	[9], 2000
$15,0 \pm 0,5$ $18,0 \pm 0,5$ $25,5 \pm 1,0$	$3,0 \pm 0,5$ $7,7 \pm 1,0$ 12	$({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$	[16], 2003
$15,8 \pm 0,6$ $20,9 \pm 0,3$ $31,1 \pm 1,0$	$1,1 \pm 0,6$ $3,2 \pm 1,5$ $6,9 \pm 2,3$	${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$	[18], 2006
$18,0 \pm 0,2$	$9,5 \pm 1,0$	${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$	[15], 2005

в основном состоянии  ${}^6\text{He}$  оказался намного меньше, чем теоретические предсказания в рамках оболочечных или микроскопических моделей [13, 14, 20]. Тем не менее в работе [22] было показано существование дитритонного молекулярного резонанса в  ${}^6\text{He}$  при  $E^* \approx 18$  МэВ. В этих экспериментах измерялись совпадения распадных тритонов в реакции  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$  под передними углами [22].

Наиболее эффективными реакциями для дальнейшего поиска и изучения каналов распада квазимолекулярных состояний  ${}^6\text{He}$  (а также их сечения заселения, спинов и четности), находящихся вблизи порога его рас-

пада на 2 тритона, на наш взгляд, являются следующие:  ${}^9\text{Be}({}^4\text{He}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$  ( $Q = -19,6$  МэВ),  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^6\text{He}$  ( $Q = -5,3$  МэВ),  ${}^9\text{Be}({}^{10}\text{B}, {}^{13}\text{N}){}^6\text{He}$  ( $Q = 0,46$  МэВ),  ${}^7\text{Li}({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{N}){}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}(t, {}^4\text{He}){}^6\text{He}$  ( $Q = 9,8$  МэВ).

**5.3.1.2. Возбужденные состояния.** Как уже отмечалось выше, ядро  ${}^6\text{He}$  принадлежит к классу ядер с так называемым гало второго рода, когда имеется плотно упакованный кор ядра ( ${}^4\text{He}$ ) и нейтроны на удалении от него. В этом случае очевидно существование в нем низколежащих коллективных состояний, в том числе и мягкой дипольной моды. Поискам этих состояний посвящен ряд как теоретических, так и экспериментальных работ.

Первые указания на низколежащий широкий резонанс с  $E^* \sim 7$  МэВ были получены в работе [19] в реакции  ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$ . В дальнейшем этот результат был подтвержден в работе [7]. Авторы этой работы 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. 5.23) соответствуют энергиям  $E^* = 6, 12$  и  $19$  МэВ, что не противоречит результату, полученному в работе [19] 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  ${}^7\text{Be}$ , показало, что хорошее согласие получается в случае, если предположить, что резонанс при  $E^* \approx 6$  МэВ

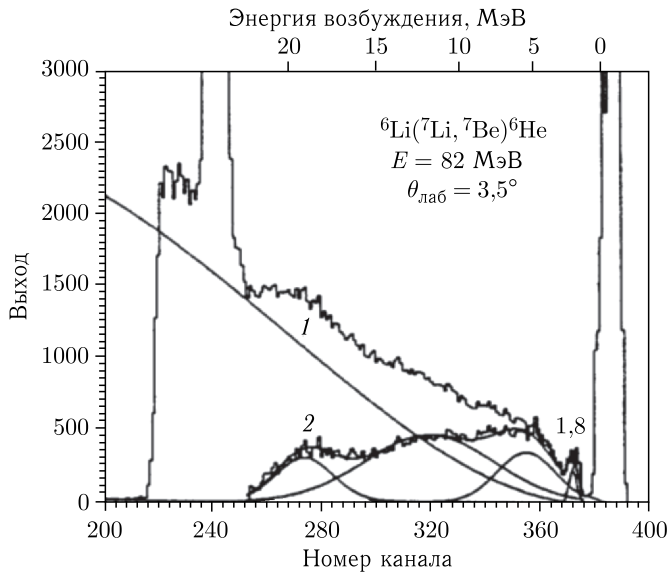


Рис. 5.23. Спектр ядра  ${}^6\text{He}$ , измеренный в реакции  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$  при энергии  $82$  МэВ и  $\theta = 3,5^\circ$  [7]: кривая  $1$  — расчет четырехчастичного ( ${}^7\text{Be}$ ,  $\alpha$ ,  $2n$ ) фазового пространства, нормализованного при  $E^* = 22$  МэВ;  $2$  — результат вычета выходов, представленных кривой  $1$ , из экспериментального спектра

имеет дипольный характер ( $L = 1$ ). Поэтому этот резонанс в работе [7] рассматривался как мягкий дипольный резонанс в ядре  ${}^6\text{He}$ .

Мягкий дипольный резонанс для ядра  ${}^6\text{He}$  был предсказан в области энергии возбуждения  $E^* = 4\text{--}7$  МэВ [4]. Однако ряд теоретических расчетов, описывающих возбужденные состояния  ${}^6\text{He}$ , не могли однозначно определить наличие в  ${}^6\text{He}$   $1^-$ -резонанса, который мог бы быть отнесен к мягкой дипольной моде возбуждения (например, [10, 14, 23]). В расчетах спектра  ${}^6\text{He}$ , проведенных в работе [24], при малых энергиях возбуждения было показано существование двух структур резонансного типа: узкой, соответствующей известному  $2^+$ -уровню, и широкой при  $E^* \sim 4,5$  МэВ, вклад в которую дают мягкие моды  $1^-$ ,  $2^+$ ,  $1^+$  и  $0^+$ . Однако полученные характеристики  $1^-$ -мягкой моды не позволили авторам определить ее как резонансное состояние.

Интересный результат был получен в работе [8], где для поиска возбужденных уровней  ${}^6\text{He}$  также использовалась 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 ширинами  $\Gamma = 12,1$ ,  $7,4$  и  $14,8$  МэВ (см. табл. 5.8 и 5.9). Измеренные угловые распределения фитировались DWBA-расчетами. Хорошее согласие между экспериментальными и расчетными данными было 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 этой работе не было подтверждено значение  $J^\pi = 1^-$  для уровня  $5,6$  МэВ, поэтому был сделан вывод, что он соответствует низколежащему квадрупольному резонансу, который был предсказан для ядер с нейтронной «шубой» [25].

Таким образом, как следует из вышесказанного, теоретические расчеты как энергий, так и спинов возбужденных состояний (например, [8, 10, 11, 24, 25]) для  ${}^6\text{He}$  весьма неоднозначны и не всегда согласуются с экспериментальными данными. В связи с этим для понимания структуры ядра  ${}^6\text{He}$  требуется дальнейшее развитие теоретических моделей, включающих в себя микроскопическое описание подобных легких систем, состоящих из трех частиц. Как нам кажется, расчеты трехчастичных систем можно осуществить с высокой степенью точности и достоверности.

### **5.3.1.3. Нейтронная «шуба», плотности распределения нуклонов.**

При исследовании гало в ядрах гелия принципиальным является вопрос измерения радиусов этих ядер. Исследование радиусов ядер гелия, в том числе и  ${}^6\text{He}$ , было проведено в нескольких работах. Впервые радиусы гелиевых ядер были измерены в работе [26]. Позже на основании измерения радиусов изотопов лития и бериллия [27] было показано, что разница в нуклонных радиусах изобар с разными изоспинами,  ${}^6\text{He}\text{--}{}^6\text{Li}$ ,  ${}^8\text{He}\text{--}{}^8\text{Li}$ , существует, в то время как в зеркальных ядрах  ${}^7\text{Li}\text{--}{}^7\text{Be}$  такой разницы нет. Большие нуклонные радиусы нейтронно-избыточных ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  подтвердили существование

толстой нейтронной «шубы», которая определяется разницей в значениях  $R_{\text{rms}}^p$  и  $R_{\text{rms}}^n$  — среднеквадратичных радиусов распределения протонов и нейтронов.

Проверка гипотезы существования нейтронной «шубы» была сделана с помощью комбинированного анализа сечений взаимодействия ( $\sigma_I$ ) изотопов гелия и сечений срыва двух и четырех нейтронов ( $\sigma_{-2n}$  и  $\sigma_{-4n}$ ) с бомбардирующими ядрами  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  на углеродной мишени. Было показано, что между этими сечениями существует определенная связь [28]. 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 [26, 27, 29] для ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  также подтвердили предположение, что ядро  ${}^4\text{He}$  является кором для  ${}^6\text{He}$ .

Однако в случае  ${}^8\text{He}$  полученные сечения [26, 27, 29] не удовлетворяют соотношению

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

На основе этих результатов был сделан вывод, что  ${}^6\text{He}$  не является кором  ${}^8\text{He}$ . В то же 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  $\alpha$ -частичный кор и 4 нейтрона сверх него.

Учитывая, что  ${}^4\text{He}$  является кором для ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ , в рамках глауберовской модели, а также в рамках релятивистской теории среднего поля были рассчитаны нуклонные, протонные и нейтронные среднеквадратичные радиусы этих ядер [27, 30, 31]. Результаты этих расчетов представлены в табл. 5.10. 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  $R_{\text{rms}}^n - R_{\text{rms}}^p \approx 0,9$  фм. В рамках трехчастичной модели [4] также было получено значение  $\Delta R_{\text{rms}}({}^6\text{He}) \approx 0,8$  фм.

Таблица 5.10. Среднеквадратичные радиусы распределения нуклонов, протонов и нейтронов в ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ .  $R_I$  — радиусы взаимодействия

Ядро	$R_I$ , фм [27]	$R_{\text{rms}}^n$ , фм [30]	$R_{\text{rms}}^p$ , фм	$R_{\text{rms}}^p$ , фм [31]	$R_{\text{rms}}^n$ , фм	$\Delta R_{\text{rms}}$ , фм
${}^4\text{He}$	$1,41 \pm 0,03$	$1,57 \pm 0,04$	$1,63 \pm 0,03$	$1,63 \pm 0,03$	$1,63 \pm 0,03$	0
${}^6\text{He}$	$2,18 \pm 0,02$	$2,48 \pm 0,03$	$2,59 \pm 0,04$	$1,72 \pm 0,04$	$2,33 \pm 0,04$	$0,87 \pm 0,06$
${}^8\text{He}$	$2,48 \pm 0,03$	$2,52 \pm 0,03$	$2,69 \pm 0,04$	$1,76 \pm 0,03$	$2,49 \pm 0,04$	$0,93 \pm 0,06$

В этом случае толстая нейтронная «шуба», очевидно, не является результатом слабой энергии связи валентных нейтронов, как это имеет место для ядра  ${}^{11}\text{Li}$  ( $S_{2n} = (300 \pm 19)$  кэВ [32], последнее измерение массы  ${}^{11}\text{Li}$ , проведенное на ISOLDE в ЦЕРН, дало значение  $S_{2n} = (378 \pm 5)$  кэВ [33]),

а энергии связи двух нейтронов в ядрах  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  соответственно равны 0,98 и 2,14 МэВ.

Информацию о распределении нейтронов в ядрах гелия можно получить из их упругого рассеяния на разных ядрах. В работе [34] экспериментально изучалось упругое рассеяние  ${}^6\text{He}$  на водородной мишени при энергии  $\sim 700$  МэВ/А. Для анализа данных и извлечения информации о размере ядра  ${}^6\text{He}$  применялась глауберовская теория с одночастичной плотностью вместо использованных ранее многочастичных ядерных плотностей для этого ядра. В результате авторы получили лучшее согласие с экспериментальными данными при значениях среднеквадратичного радиуса ядерного вещества  $R_{\text{rms}}^m = (2,30 \pm 0,07)$  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 было получено значение  $R_{\text{rms}}^n = (2,48 \pm 0,11)$  фм, и тогда  $R_{\text{rms}}^n - R_{\text{rms}}^p = (0,61 \pm 0,21)$  фм. Авторы интерпретировали этот результат как доказательство существования в  ${}^6\text{He}$  нейтронной «шубы» вокруг  $\alpha$ -частичного кора.

Полученные в работе [34] значения среднеквадратичных радиусов находятся в согласии с данными работы [31]. Однако они оказались несколько меньше результата анализа данных той же работы [31] с применением других подходов, а именно  $R_{\text{rms}}^m = (2,57 \pm 0,10)$  фм [35] и  $R_{\text{rms}}^m = (2,71 \pm \pm 0,04)$  фм [36]. В дальнейшем данные эксперимента, описанного в работе [34], были проанализированы [37] с помощью глауберовской теории с использованием трехчастичной ( $\alpha + 2n$ ) волновой функции ядра  ${}^6\text{He}$ . В рамках этого анализа значение  $R_{\text{rms}}^m$  получилось равным 2,50 фм.

Таким образом, из анализа данных по упругому рассеянию видно, что в зависимости от различных методов их анализа значения радиусов могут иметь разброс 0,2–0,3 фм.

Для получения информации о свойствах  ${}^6\text{He}$  в работе [38] 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 ядер  ${}^6\text{Li}$  (считалось, что оно состоит из  $\alpha$ -частичного кора и имеет протяженное нейтрон-протонное распределение). Исходя из того, что наклон угловых распределений определяется в основном радиусом распределения ядерного вещества, и из того, что угловые распределения  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  практически одинаковые по форме, был сделан вывод о том, что значения их радиусов близки, в то время как отличие от распределения  ${}^4\text{He}$  [39] 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  $p + {}^6\text{Li}$  [40], было 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:  $R_{\text{rms}}^m({}^6\text{Li}) = (2,44 \pm 0,1)$  фм [41], а, как уже отмечалось выше,  $R_{\text{rms}}^m({}^6\text{He}) = (2,48 \pm 0,03)$  фм [30].

В работе [38] была исследована чувствительность сечения упругого рассеяния к нейтронной «шубе» также путем рассмотрения трех разного типа плотностей распределения нуклонов. Расчеты показали, что с «реалистической» плотностью, учитывающей протяженное распределение нейтронов «шубы», а также с плотностью, соответствующей экспериментальным радиусам  $R_{\text{rms}}^m$ , но с малой 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  $R_{\text{rms}}^m$  принимает значение радиуса  ${}^4\text{He}$  (1,48 фм [41]), значительно отличаются от экспериментальных данных. Таким образом, из экспериментов по упругому рассеянию на протонах следует, что радиусы ядерного вещества  $R_{\text{rms}}^m$  ядер  ${}^{6,8}\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  превышают радиус  ${}^4\text{He}$ . Однако в этих экспериментах было получено одинаковое значение протонных и нейтронных радиусов.

Упругое рассеяние  ${}^6\text{He}$  на  ${}^{208}\text{Pb}$  и  ${}^{12}\text{C}$  при энергии около 10 МэВ/А было изучено в работах [42, 43]. При сравнении с упругим рассеянием ядер  ${}^6\text{Li}$  оказалось, что для этих двух ядер радиусы сильного поглощения практически одинаковые.

Угловое распределение упругого и неупругого рассеяния ядер  ${}^6\text{Li}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при энергии  $(63 \pm 0,5)$  МэВ (рис. 5.24) измерялось на магнитном спектрометре с хорошим энергетическим разрешением. Этот результат сравнивался с аналогичным результатом работы [44]. Изменялось также сечение неупругого рассеяния  ${}^6\text{Li}$  при возбуждении состояния  $2^+$  (4,44 МэВ) ядра мишени  ${}^{12}\text{C}$ . Расчеты угловых распределений упруго и неупруго рассеянных ядер  ${}^6\text{Li}$  проводились в рамках оптической модели и методом DWBA соответственно. Предложена параметризация феноменологического оптического потенциала взаимодействия ядер  ${}^6\text{Li}$  в широком диапазоне масс ядер мишени. Рассчитанные дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными. Измерение углового распределения упруго рассеянных ионов  ${}^6\text{Li}$  и определение параметров оптического потенциала для этой реакции является важным шагом для дальнейшей реализации экспериментов по упругому рассеянию ядер  ${}^6\text{He}$ . Это дало возможность решить многие вопросы, связанные со структурой  ${}^6\text{He}$ . Расчеты показали (сплошная и штриховая кривые на рис. 5.24 справа), что сечения упругого рассеяния в реакциях  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  и  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  должны лишь незначительно различаться, если оптические потенциалы ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  одинаковы. Это объясняется слабым влиянием кулоновских сил при данной энергии столкновения. Таким образом, экспериментальное измерение сечения упругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  на  ${}^{12}\text{C}$  и его сравнение с данными по упругому рассеянию  ${}^6\text{Li}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при той же энергии могут дать прямое указание на различие в оптических потенциалах этих ядер, что, в свою очередь, позволит сделать выводы о различиях в структуре ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$ . Расчеты показали,

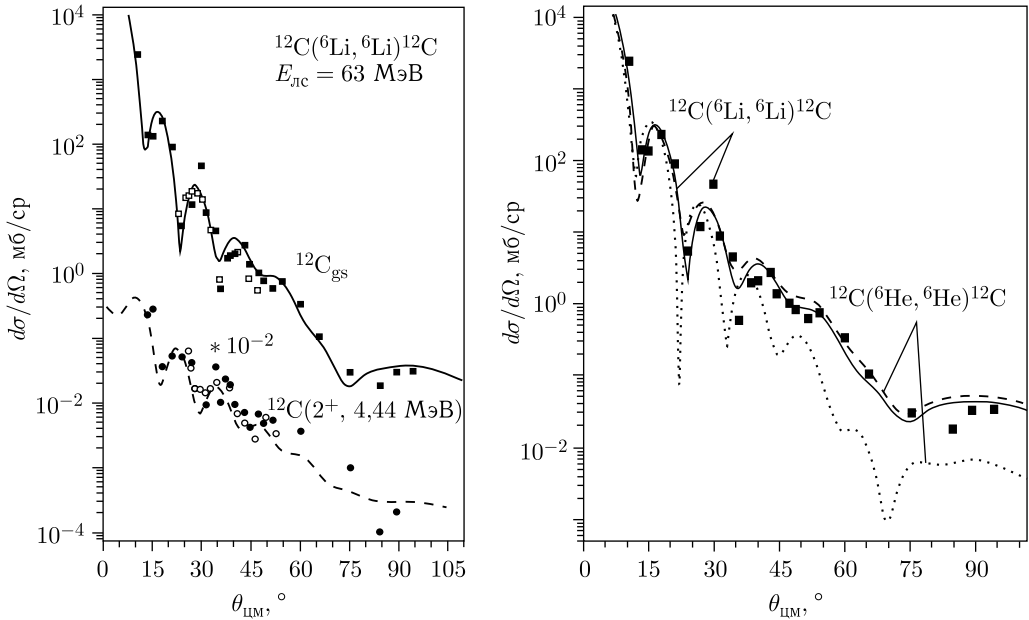


Рис. 5.24. Угловое распределение упругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  на углеродной мишени. Слева: экспериментальные результаты по упругому и неупругому рассеянию  ${}^6\text{Li}$  на углероде. Справа: сравнение упругого рассеяния  ${}^6\text{Li}$  с предсказанием для  ${}^6\text{He}$  с той же энергией, в предположении, что  $R_f(\text{He}) = 1,2R_f(\text{Li})$  [43]

в частности, что сечение упругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  на ядрах  ${}^{12}\text{C}$  в большей степени чувствительно к варьированию радиусов взаимодействия. Точечная кривая на рис. 5.24 справа, рассчитанная при увеличении радиуса мнимой части оптического потенциала на 20%, дает представление о величине возможного эффекта. Между тем эти эксперименты с хорошей статистикой под большими углами будут возможны, только когда интенсивности пучков ядер  ${}^6\text{He}$  увеличатся на несколько порядков ( $10^8 \text{ с}^{-1}$ ).

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

В работе [1] для  ${}^6\text{He}$  проводились трехчастичные расчеты. Для этих расчетов  ${}^6\text{He}$  является удобным ядром, поскольку его волновая функция хорошо установлена, экспериментальная информация о подсистемах  $\alpha n$  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 кон-

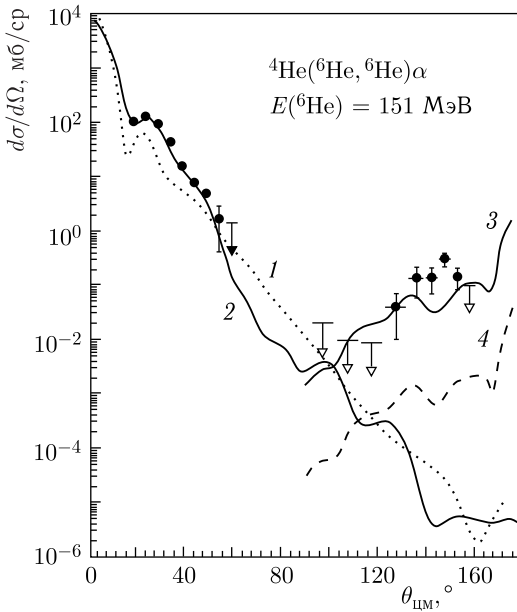


Рис. 5.25. Экспериментальные данные (значки) и теоретические расчеты (линии) для упругого рассеяния  ${}^6\text{He} + {}^4\text{He}$  при энергии вторичного пучка  ${}^6\text{He}$  151 МэВ [45]. Кривые 1 и 2 — расчет сечения с разными параметрами оптического потенциала; 3 — расчет, учитывающий динейтронную и сигарообразную конфигурации двух валентных нейтронов  ${}^6\text{He}$ ; 4 — расчет в случае удаления динейтронной конфигурации

фигурации. Различие в высоте этих максимумов в основном является результатом того, что, вследствие  $nn$ -взаимодействия, динейтронная конфигурация более вероятна.

Этой проблеме был посвящен эксперимент [45] 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 большими углами (рис. 5.25) была возможна лишь в предположении, что основной вклад в сечение дает динейтронная конфигурация.

**5.3.1.4. Реакции, вызванные ядрами  ${}^6\text{He}$ .** Фрагментация ядер пучка  ${}^6\text{He}$  при разных энергиях в диапазоне от 72 до 800 МэВ/А изучалась в разных работах (например, [29, 46]), в которых измерялись импульсные распределения как ядер  ${}^4\text{He}$ , так и нейтронов из развала  ${}^6\text{He}$ . Было показано, 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 [47], в которых анализировался механизм реакции фрагментации ядра  ${}^6\text{He}$  при большой энергии. В качестве возможных рассматривалось несколько механизмов. Лучшее описание экспериментальных данных было получено при механизме, в котором имеют место взаимодействие одного нейтрона с ядром мишени и  $\alpha$ - $n$ -взаимодействие в конечном состоянии, соответствующем резонансу  ${}^5\text{He}_{\text{gs}}$ .

Большой интерес вызывают также исследования влияния нейтронной «шубы» в ядрах на механизм реакций слияния, передачи и деления. Этому вопросу посвящено достаточно много работ (например, [48–54]).

Особый интерес представляют реакции с пучками  ${}^6\text{He}$ , приводящие к образованию составных ядер и их последующим распадам по каналам испарения нейтронов или деления, а также реакции передачи нейтронов. В п. 3.4 мы привели результаты, полученные при взаимодействии ядер  ${}^6\text{He}$  с ядрами мишеней из  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{206}\text{Pb}$ .

Эти результаты, связанные с механизмом взаимодействия экзотических ядер, являются чрезвычайно важными для понимания влияния структуры таких ядер на механизм ядерных реакций и использования этой информации для определения сценария нуклеосинтеза в области легких элементов. Подобные эксперименты по исследованию ядерных реакций с пучками радиоактивных ядер легли в основу физических обоснований проектов фабрик радиоактивных пучков, которые создаются сейчас во многих центрах.

**5.3.2. Ядро  ${}^7\text{He}$ .** Ядро  ${}^7\text{He}$  является нестабильным и проявляется в виде резонансного состояния в различных реакциях. Избыток массы ( $M.E.$ ) этого ядра измерен экспериментально с высокой точностью:  $M.E. = (26,101 \pm 0,017) \text{ МэВ}$ , ширина резонанса  $\Gamma = (150 \pm 20) \text{ кэВ}$  [6, 32]. Из этого следует, что  ${}^7\text{He}$  нестабилен по отношению к распаду на  ${}^6\text{He} + n$  всего на  $0,435 \text{ МэВ}$ , что значительно меньше предсказаний различных теорий (примерно на  $1\text{--}2,3 \text{ МэВ}$ ) [55, 56]. Интерес экспериментаторов к  ${}^7\text{He}$  объяснялся тем фактом, что многие теоретические расчеты (рис. 5.26) предсказывали существование в нем возбужденных уровней.

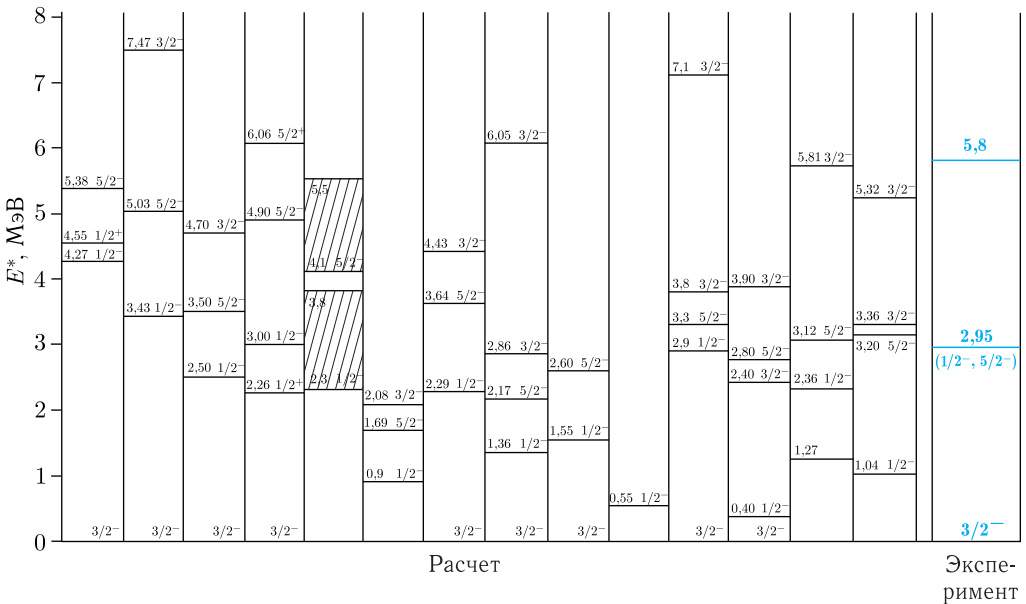


Рис. 5.26. Теоретические предсказания возбужденных уровней  ${}^7\text{He}$  и результаты эксперимента [67]

**5.3.2.1. Возбужденные уровни ядра  ${}^7\text{He}$ .** Ядро  ${}^7\text{He}$  исследовалось с использованием разных методов, в том числе метода недостающих масс, измерения инвариантной массы и относительной скорости между фрагментом  ${}^6\text{He}$  и нейтроном и др. В большинстве ранних экспериментов в  ${}^7\text{He}$  не было обнаружено узких ( $\Gamma < 2$  МэВ) возбужденных уровней при энергии возбуждения  $E^* < 10$  МэВ [5, 6]. Не составили исключение и эксперименты, в которых использовались реакции передачи нуклонов  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{O}){}^7\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}({}^{14}\text{C}, {}^{13}\text{N}){}^7\text{He}$  [68]. Вместе с тем в обеих реакциях (рис. 5.27) наблюдалось основное состояние  $J^\pi = 3/2^-$ . Наличие связанного возбужденного состояния в ядре  ${}^{15}\text{O}$  в первой реакции исключало наблюдение пиков, соответствующих резонансам ядра  ${}^7\text{He}$  при энергии выше  $\sim 5$  МэВ. Во второй реакции, где два нейтрона передавались ядру мишени и один протон срывался, ожидалось, что нейтроны передадутся на незаполненные  $1p$ - или  $sd$ -оболочки; однако в спектре не наблюдались структуры, которые могли бы соответствовать этому процессу.

Тем не менее в спектрах недостающих масс в реакциях  ${}^7\text{Li}(n, p){}^7\text{He}$  и  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{16}\text{O}){}^7\text{He}$  были обнаружены пики, которые интерпретировались как возбужденные состояния  ${}^7\text{He}$ . В первой реакции, в спектрах протонов, наблюдалось два очень широких распределения при  $E^* \sim (20 \pm 1)$  МэВ ( $\Gamma = (9 \pm 2)$  МэВ) и, предположительно, в области  $E^* \sim 6$  МэВ [69], во второй наблюдаемый пик соответствовал энергии  $E^* = (2,9 \pm 0,5)$  МэВ ( $\Gamma = (1,5 \pm 0,5)$  МэВ) [70].

Другой подход к исследованию ядра  ${}^7\text{He}$  был использован в работах [71–73], проведенных 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  ${}^7\text{He}$ .

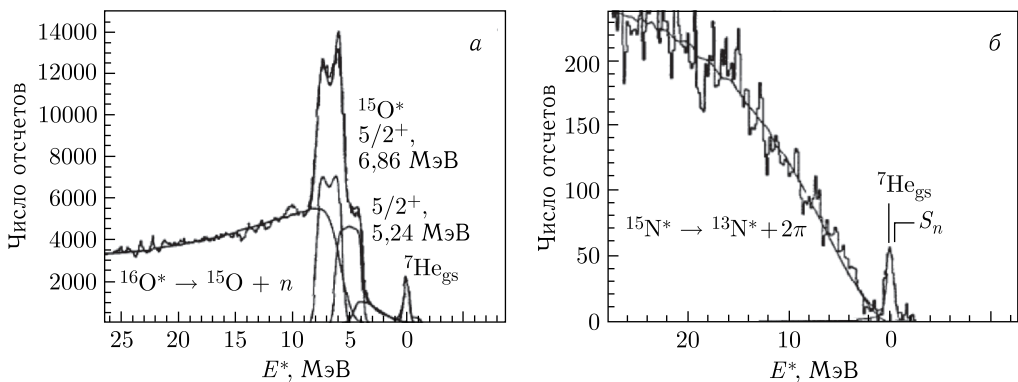


Рис. 5.27. Спектры энергии возбуждения  ${}^7\text{He}$ , измеренные в реакциях  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{O}){}^7\text{He}$  (337 МэВ,  $2,5^\circ$ ) (а) и  ${}^6\text{Li}({}^{14}\text{C}, {}^{13}\text{N}){}^7\text{He}$  (335,9 МэВ,  $3,0 < \theta_{\text{лаб}} < 7,0^\circ$ ) (б) при энергии  $\sim 25$  МэВ/А [68]

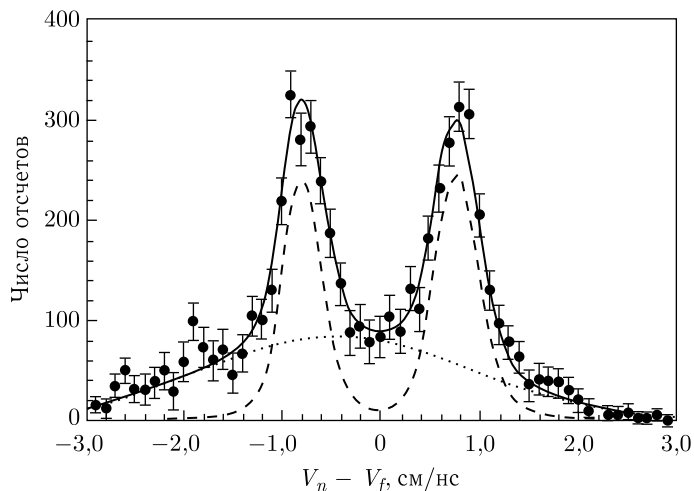


Рис. 5.28. Спектры относительных скоростей фрагментов ( ${}^6\text{He}$ ) и нейтронов из развала  ${}^7\text{He}$  [74]. Правый и левый пики отвечают испусканию нейтрона вперед и назад соответственно. Сплошная кривая — моделирование по методу Монте-Карло распада  ${}^7\text{He}$  с использованием известных характеристик основного состояния  $E_R = 450$  кэВ и  $\Gamma = 160$  кэВ (штриховая кривая) и с учетом фона (пунктирная)

Ядро  ${}^7\text{He}$  изучалось и в реакции фрагментации, когда энергетические уровни определялись из относительных скоростей фрагментов развала ( ${}^6\text{He}$ ) и нейтронов (например, [74, 75]). На рис. 5.28 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 обнаружены.

Данные, полученные в ранних экспериментальных работах, оказались весьма противоречивыми.

Впервые о наблюдении возбужденного состояния в  ${}^7\text{He}$  сообщалось в работах [76], в которой использовались реакции передачи (подхвата двух протонов)  ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$  при энергии пучка 230,7 МэВ. Сделанные в этом эксперименте выводы были подтверждены в двух последующих опытах — при той же энергии и при энергии 318,5 МэВ [67]. На рис. 5.29 представлены измеренные спектры энергии возбуждения  ${}^7\text{He}$  при двух значениях энергии пучка  ${}^{15}\text{N}$ . В спектрах с большой вероятностью заселялся резонанс основного состояния  ${}^7\text{He}$  с характеристиками, согласующимися с известными литературными данными [5]. В области энергии возбуждения  $E^* \approx 3,0$  МэВ был обнаружен пик, который интерпретировался как состояние в ядре отдачи  ${}^7\text{He}$ . Лучшее описание всего спектра ядер  ${}^{17}\text{F}$  было достигнуто при

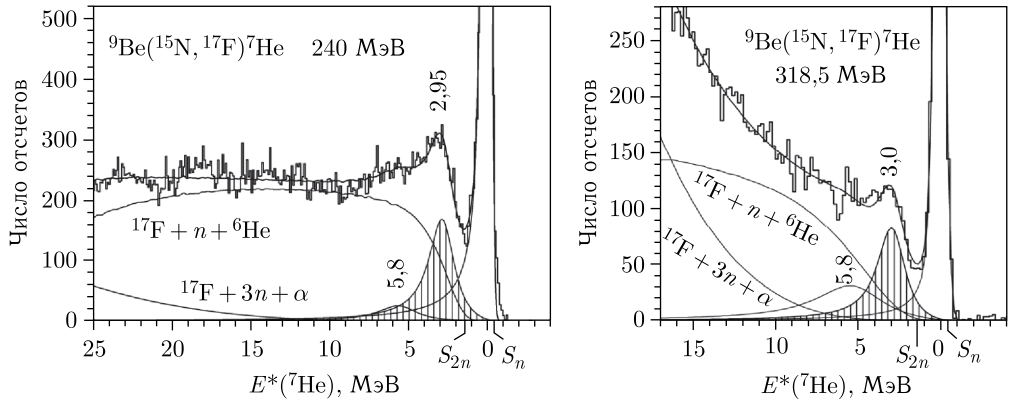


Рис. 5.29. Спектры  $^{17}\text{F}$  из реакции  $(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})$  с резонансами в сопряженном ядре  $^7\text{He}$ . Показаны фоновые спектры от распада высоковозбужденного ядра  $^{18}\text{F}^*$  и от канала реакции  $^{17}\text{F} + 3n + \alpha$  [67]

введении в рассмотрение еще одного уровня, при  $E^* \approx 5,8$  МэВ. Интенсивность наблюдаемых пиков, соответствующих возбужденным состояниям  $^7\text{He}$ , невелика, так как в реакции  $^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})^7\text{He}$  они могут заселяться лишь во вторичных процессах. Тем не менее полученные данные убедительно свидетельствуют о наличии первого возбужденного состояния  $^7\text{He}$  при  $E^* \approx 3,0$  МэВ ( $\Gamma = 1,9(2)$  МэВ). Этот результат, а также другое состояние, при  $E^* \approx 5,8$  МэВ ( $\Gamma = 3\text{--}5$  МэВ), были позже подтверждены в других экспериментальных работах.

В табл. 5.11 представлены все известные экспериментальные данные. Видно, что полученное значение энергии  $E^* = 2,95(10)$  МэВ [67], в пределах погрешности, согласуется с результатом из [70]. Существование уровня при этой энергии было подтверждено дальнейшими экспериментами [78, 79, 82–87]. Эта величина находится в пределах многих теоретических предсказаний для первого возбужденного уровня  $^7\text{He}$ :  $E^* \approx 2,3\text{--}4,3$  МэВ со значением  $J^\pi = 1/2^-$ . Надо отметить, что экспериментально в работах [83, 84] в реакции  $p(^6\text{He}, n)^6\text{Li}$  ( $0^+$ ) при изучении изобар-аналогов уровней  $^7\text{He}$  для возможного  $1/2^-$ -состояния в  $^7\text{He}$  была определена лишь нижняя граница (2,2 МэВ).

Существование возбужденного состояния при  $E^* = 5,8$  МэВ можно считать подтвержденным более поздними работами [82, 86], где значение  $E^* \approx 5,3$  МэВ (с большой шириной) было получено из анализа измеренной реакции  $^7\text{Li}(d, ^2\text{He})^7\text{He}$ ; однако здесь спин и четность не были определены. Сравнение с расчетными данными показывает, что уровень в области энергий  $E^* \approx 5,0\text{--}6,1$  МэВ может иметь спин как  $J^\pi = 5/2^+$  [11], так и  $5/2^-$  [55, 58] или  $3/2^-$  [61, 65, 66].

Следует отметить, что в реакции  $^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})^7\text{He}$  при двух значениях энергии пучка не наблюдалось никаких резонансов между основным и воз-

Таблица 5.11. Уровни ядра  ${}^7\text{He}$ , полученные в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$  при энергии  $E_R = 240$  и  $318,5$  МэВ. Представлены известные литературные данные для  ${}^7\text{He}$

Год	Реакция	$J^\pi$	$E^*({}^7\text{He})$ , МэВ	$E_R({}^6\text{He} + n)$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Работа	
1997, 1998	${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F})$	$3/2^-$	g. s.	0,44	0,14(2)		
1999, 2001	240 МэВ						
		$(1/2^-, 5/2^-)$	2,95(10) 5,8(3)	3,39(10) 6,2(3)	1,9(2) 3–5	Bohlen [67, 76в]	
	318,5 МэВ						
		$(1/2^-, 5/2^-)$	2,9–3,0(15) 5,8(3)	3,34– 3,44(15) 6,2(3)	1,8(3) 3–5		
1967, 1969	${}^7\text{Li}(t, {}^3\text{He})$	$3/2^-$	g. s.	0,44(3)	0,16(3)	Stokes and Young [77]	
1987, 1988	${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{16}\text{O})$		g. s. 2,9(3)	0,5(3) 3,4(3)	$\leq 0,2$ 1,5(5)	Белозеров [70]	
1998	${}^{10}\text{B}(\pi^-, pd)$	$(1/2^+, 1/2^-)$	g. s. 2,8(2)		2,0	Горнов [78]	
1999	$p({}^8\text{He}, d)$	$(5/2^-)$	g. s. 2,9(3)	3,3(3)	0,16 $\sim 2,2(3)$	Korshenin- kov [79]	
2001, 2002	${}^8\text{He} + \text{C} \rightarrow$ $\rightarrow {}^6\text{He} + n$	$3/2^-$ $(1/2^-)$	g. s. 0,60(10)	0,43(2) 1,0(1)	0,15(8) 0,75(8)	Markenroth [80], Meister [81]	
2002		$3/2^-$ $(5/2^-)$	g. s. 2,92(9) 5,8(1)	0,44(3)	0,15(2) 1,99(17) (1)	Tilley compi- lation [6] <sup>a</sup>	
2004	${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He})$		g. s. 2,9 5,3 8,0 18,0		Широкие	Frekers [82]	
2004, 2005	$p({}^6\text{He}, n){}^6\text{Li}$	$3/2^-$ $(1/2^-)$	g. s. > 2, 2		$\geq 6$	Rogachev [83] <sup>б</sup> , Bou- tatchkov [84]	
2005	${}^2\text{H}({}^6\text{He}, p)$	$1/2^-$	g. s. 2,6		0,15 2,0	Wuosmaa [85]	



Продолжение таблицы 5.11

Год	Реакция	$J^\pi$	$E^*({}^7\text{He})$ , МэВ	$E_R({}^6\text{He} + n)$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Работа
2006	${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He})$	$1/2^-$ $5/2^-$	g. s. $1,45^{+0,5}_{-0,4}$ 2,9(1) $\sim 5,2$ $\sim 20$		$2,0^{+1,0}_{-1,1}$	Ryezayeva [86]
2006	$p({}^8\text{He}, d)$		g. s. 0,9(5) 2,9(1) <sup>b</sup>	0,36(5) 1,3	0,17(5) 1,0(9) 2,1(8)	Skaza [87]

<sup>a</sup> Значения [6] совпадают с результатами работы [67].  
<sup>b</sup> Изучение изобар-аналогов.  
<sup>B</sup> Соответствует результатам более ранних работ.

бужденным состоянием с  $E^* \approx 2,9$  МэВ [67]. Это подтвердилось практически во всех других экспериментах [70, 78, 79, 82–85] (некоторые расчеты предсказывают уровень, лежащий ниже). В частности, в работе [82] было показано, что в реакции  ${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He}){}^7\text{He}$  наблюдалось основное состояние, а резонанс при  $\sim 2,9$  МэВ,  $p1/2^-$ -партнер основного состояния, не был обнаружен, несмотря на то, что он должен был заселиться почти с такой же вероятностью, как и основное состояние (известно, что гамов-теллеровские переходы в спин-орбитальных аналогах примерно равновероятны). Исключением являются работы [80, 81, 86, 87]. В первых двух был выявлен неожиданно низкий резонанс при  $E^* \approx 0,6(1)$  МэВ — он интерпретировался как  $1/2^-$ -спин-орбитальный партнер (с одночастичной структурой  ${}^6\text{He}_{\text{gs}} + n$ ) основного  $3/2^-$ -состояния; в четвертой наилучшее описание данных получилось при введении резонанса при  $0,9(5)$  МэВ. Детальный анализ реакции  ${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He}){}^7\text{He}$  [86] не подтвердил полученного в работах [80, 81] состояния при энергии возбуждения около  $0,6$  МэВ, при этом понадобилось включение резонанса с  $E^* \approx 1,5$  МэВ. Как видно из табл. 5.11, в перечисленных случаях ширина резонансов  $\Gamma$  примерно равна значению  $E^*$ .

Рассмотрим возможные спин и четность наблюдаемого возбужденного состояния  ${}^7\text{He}$  с  $E^* \approx 2,9$  МэВ. Подавляющее большинство теоретических расчетов предсказывают, что наиболее низколежащий возбужденный уровень в  ${}^7\text{He}$  должен иметь спин и четность  $J^\pi = 1/2^-$ , независимо от его местоположения, которое сильно отличается в разных расчетах. Выше него следуют  $5/2^-$ -состояние и второе  $3/2^-$ -состояние.

Однако авторы работы [79], где в реакции  $p({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$  измерялись совпадения вылетающего дейтрона с продуктами распада  ${}^7\text{He}$  (ядрами  ${}^6\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ ),

пришли к выводу о том, что в основном (80%) возбужденный уровень  ${}^7\text{He}^*$  с  $E^* = 2,9$  МэВ распадается на  ${}^4\text{He} + 3n$  через  $2^+$ -состояние (1,8 МэВ) ядра  ${}^6\text{He}$ , и приписали ему спин и четность  $J^\pi = 5/2^-$ . Это означает, что нейтрон с оболочки  $1p1/2$  спарен с возбужденным  $2^+$ -состоянием  ${}^6\text{He}$ , т. е. имеет место конфигурация  $[{}^6\text{He}(2^+) \otimes \nu 1p1/2]_{5/2^-}$ . Считалось, что аналог с  $J^\pi = 3/2^-$  маловероятен, поскольку в расчетах до  $E^* = 20$  МэВ [58] он не наблюдался. Совпадения с  ${}^6\text{He}$  (20%) были интерпретированы как указание на наличие в этой области энергии возбуждения второго резонанса, который соответствовал бы спариванию  $1/2^-$ - или  $5/2^+$ -нейтрона с основным состоянием  ${}^6\text{He}$ . Отметим, что такая ситуация вполне возможна.

Этому выводу противоречат результаты недавней работы [85], где низколежащие уровни  ${}^7\text{He}$  изучались в реакции  ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$ . Состояние с  $E^* = 2,6$  МэВ может распадаться как в  ${}^6\text{He}(g.s.)$ , так и в  ${}^6\text{He}(2^+)$ . Анализ экспериментального спектра протонов в совпадении с  $\alpha$ -частицами в распаде  ${}^7\text{He}^* \rightarrow {}^4\text{He} + 3n$  через  ${}^6\text{He}(2^+)$  показал, что вероятность этого канала невелика, что находится в согласии с расчетом для  $1/2^-$ -возбужденного уровня с конфигурацией  ${}^6\text{He}_{gs} + n$ .

На основании вышесказанного для уровня с  $E^* \approx 2,9$  МэВ мы склонны принять спин и четность  $J^\pi = 1/2^-$  или  $5/2^+$ .

**5.3.3. Ядро  ${}^8\text{He}$ .** Ядро  ${}^8\text{He}$  имеет наибольшее отношение  $N/Z$  среди всех известных связанных ядер ( $N/Z = 3$ ). Его стабильность была предсказана еще в 1960 г. [88], а через несколько лет это ядро было синтезировано [89]. Избыток массы  ${}^8\text{He}$  измерялся в многочисленных экспериментах (например, [90]), и в качестве усредненного значения в последних массовых таблицах принято  $M.E. = 31,598(7)$  МэВ [32]. В этом случае  ${}^8\text{He}$  оказывается связанным по отношению к испусканию одного и двух нейтронов соответственно на  $S_n = 2,580$  МэВ и  $S_{2n} = 2,139$  МэВ. Здесь надо отметить, что недавно масса ядра  ${}^8\text{He}$  была определена с более высокой точностью с помощью ловушки Пеннинга на TRIUMF как  $M.E. = (31610,77 \pm 0,69)$  кэВ [91].

Экспериментальные исследования  ${}^8\text{He}$  показали, что он обладает «нейтронным гало» [31]. Конфигурация его основного состояния вызывает определенный интерес — в работе [92] в реакции  ${}^8\text{He}(pt){}^6\text{He}$  было установлено, что кроме  $(1p3/2)^4$  в волновой функции основного состояния может иметь место также  $(1p3/2)^2(1p1/2)^2$ -конфигурация.

**5.3.3.1. Возбужденные состояния  ${}^8\text{He}$ .** Для возбужденных состояний этого ядра до 1991 г. экспериментальная информация была довольно противоречивой. В работах [70, 93] есть указания на существование возбужденных уровней, в то время как в работах [90б, 94, 95] возбужденных состояний не было обнаружено. Однако во всех перечисленных выше работах выход ядра  ${}^8\text{He}$  характеризовался малой статистикой.

Статистически наиболее достоверными являются результаты измерений в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$  [68б, 96]. В этих работах были определены энер-

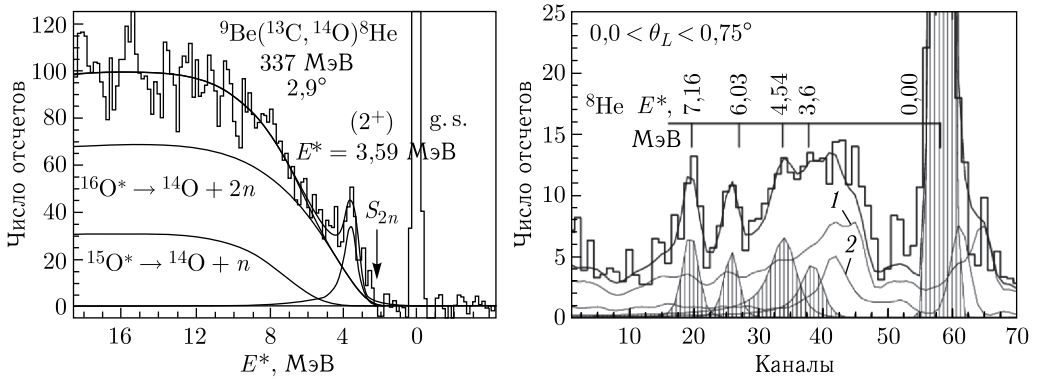


Рис. 5.30. Слева: спектры энергии возбуждения ядра  ${}^8\text{He}$ , полученные в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$  [686, 96]. Показаны вклады в спектр  ${}^{14}\text{O}$  от распада высоковозбужденных ядер  ${}^{16}\text{O}$  и  ${}^{15}\text{O}$ , полученных на первом этапе взаимодействия. Справа: спектры из реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$ . Сплошная кривая — сумма пиков 1 и 2 (после вычета фона) [97]; показан вклад от реакций на примесях  ${}^{16}\text{O}$  (1) и  ${}^{12}\text{C}$  (2)

гия первого возбужденного состояния  ${}^8\text{He}$   $E^* = 3,59(6)$  МэВ и ширина  $\Gamma \approx 0,50$  МэВ (рис. 5.30 слева). С использованием  $R$ -матричных расчетов были определены наиболее вероятные спины и четность возбужденного уровня  $J^\pi = 2^+$ , что соответствует нейтронной конфигурации  $(1p3/2)^{-1}(1p1/2)^1$ , точно так же, как для  $2^+$ -уровней ядер  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ , имеющих, как и  ${}^8\text{He}$ , шесть нейтронов.

На рис. 5.30 (справа) представлены результаты, полученные для возбужденных уровней  ${}^8\text{He}$  в реакции захвата двух протонов  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$  [97]. В этой реакции с большим сечением заселялось основное состояние (с большей вероятностью по сравнению с возбужденными), что и можно было ожидать для реакции с захватом протонов. При анализе полученных спектров использовались известные параметры первого  $2^+$  возбужденного состояния при 3,6 МэВ. Несмотря на сложность экспериментального спектра, анализ данных, проведенный в разных угловых диапазонах, позволил выявить три новых возбужденных уровня в  ${}^8\text{He}$ . Результаты интерпретации спектра из реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$  приведены в табл. 5.12.

Экспериментальные значения энергий возбуждения, полученные в разных работах, представлены в табл. 5.13.

Теоретические расчеты уровней  ${}^8\text{He}$  и их сравнение с экспериментом [97] приводятся на рис. 5.31. В работах [57, 101] 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 спином  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $2^+$  или  $1^-$  [11, 55, 57]. Уровень с близкой энергией наблюдался в работе [97], а также, возможно, в работе [71].

Таблица 5.12. Экспериментальные данные по уровням  ${}^8\text{He}$  для реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$  [97] при энергии 357 МэВ

$E^*({}^8\text{He}), \text{МэВ}$	$\Gamma, \text{МэВ}$	$J^\pi$
0		
3,6 <sup>a</sup>	0,50 <sup>a</sup>	2 <sup>+</sup> 6
4,54 ± 0,15	0,70 ± 0,25	(1 <sup>+</sup> )
6,03 ± 0,10	0,15 ± 0,15	(2 <sup>-</sup> )
7,16 ± 0,04	0,10 ± 0,10	(3 <sup>-</sup> )

<sup>a</sup> Значения, использованные при анализе спектра [97] как фиксированные параметры.

<sup>b</sup> Определено на базе R-матричных расчетов [98] с учетом углового распределения [71].

Таблица 5.13. Экспериментальные результаты по энергиям возбужденных уровней  ${}^8\text{He}$  (в МэВ)

[93] 1982, 1985	[70] 1988	[686, 96, 98] 1991, 1995	[71, 72] 1993, 1994	[97] 1996	[78] 1998	[73] 1996	[80, 99] 2001, 2002	[100] 2006
2,8±0,4	1,3±0,3 2,6±0,3	3,59±0,06 3,67(5)	3,57±0,12 3,60(25) ~ 5,5-6	3,6 <sup>a</sup> 4,54±0,15 6,03±0,10 7,16±0,04	4,4±0,2	3,72±0,24	2,9±0,2 4,15±0,20	3,62±0,14 5,4±0,5
~ 7								

<sup>a</sup> Значение, принятое на основании ранних работ.

Из табл. 5.13 видно, что кроме уровня с  $E^* = 1,3$  МэВ, наблюдавшегося лишь в [70], возбужденные состояния  ${}^8\text{He}$  располагаются в четырех областях энергий: 2,6–2,9, ~ 3,6, ~ 4,0–4,6 и 5,4–7,2 МэВ.

Хорошее согласие с этими результатами было получено в реакциях с пучками  ${}^8\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Li}$  [71–73]. В этих экспериментах использовались две методики: измерение спектров протонов отдачи и метод инвариантной массы. В эксперименте [71] использовалась реакция неупругого рассеяния пучка  ${}^8\text{He}$  с энергией 72 МэВ/А на водородной мишени в обратной кинематике  ${}^8\text{He}(p, p')$ . В спектре энергии возбуждения ядра  ${}^8\text{He}$  был обнаружен пик, который соответствовал возбужденному уровню  ${}^8\text{He}$  с энергией  $E^* = (3,6 \pm 0,2)$  МэВ и с шириной  $\Gamma \leq 1$  МэВ. В спектре инвариантной массы в реакции  $p({}^8\text{He}, nn){}^6\text{He}$  был получен пик при  $E^* = (3,55 \pm 0,15)$  МэВ с шириной  $\Gamma = (0,15 \pm 0,35)$  МэВ. Из двух измеренных величин авторы работы [71] предлагают для первого

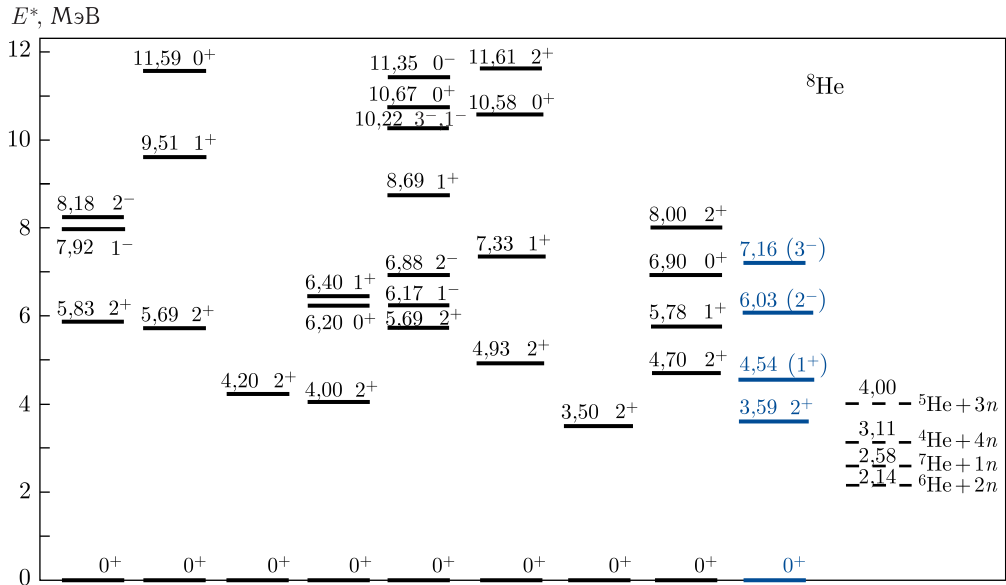


Рис. 5.31. Уровни ядра  ${}^8\text{He}$  в реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$  [97] (синие) в сравнении с теоретическими расчетами. Справа показаны пороги распада ядра  ${}^8\text{He}$  с испусканием от одного до четырех нейтронов

возбужденного  $2^+$ -уровня  ${}^8\text{He}$  энергию  $E^* = (3,57 \pm 0,12)$  МэВ с шириной  $\Gamma = (0,5 \pm 0,35)$  МэВ. Наблюдалось также некоторое превышение фона при  $E^* \sim 5,5\text{--}6$  МэВ.

Похожие результаты получены в реакции фрагментации  ${}^{11}\text{Li}$  (61 МэВ/А) на дейтериевой мишени [72] и в реакции развала  ${}^8\text{He}$  (240 МэВ/А) на мишени из углерода [73]. 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 случае.

Экспериментальные данные из работ [686, 71–73, 78, 97, 98, 100] согласуются с выводом о том, что первый уровень изотопа  ${}^8\text{He}$  расположен при энергии возбуждения не ниже  $\sim 3,6$  МэВ. В этих экспериментах использовались различные пучки (включая пучки ионов  ${}^8\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Li}$ ), разные реакции (передачи нуклонов, неупругого рассеяния, фрагментации), а также разные методы (недостающих масс и инвариантной массы). Как уже отмечалось, спин и четность первого уровня  $J^\pi = 2^+$  были определены на основании  $R$ -матричных расчетов [98]. Позже этот результат был подтвержден в работе [71] с помощью анализа углового распределения неупругого рассеяния в реакции  $p({}^8\text{He}, p){}^8\text{He}^*$  (3,6 МэВ). Таким образом, данному состоянию соответствует нейтронная конфигурация  $(\nu 1p3/2)^{-1}(\nu 1p1/2)^1$ . Состояния с  $E^* = 4,0\text{--}4,4$  МэВ, наблюдаемые в работах [70, 78, 80, 99], возможно, соответствуют уровню с  $E^* \approx 3,6$  МэВ, наблюдаемому в других экспериментах. Однако не исключено и другое объяснение: конфигурация нейтронов

$(\nu 1p3/2)^{-1}(\nu 1p1/2)^1$  допускает два близко расположенных уровня со спинами  $2^+$  и  $1^+$ . В таком случае состояние с энергией в диапазоне  $E^* = 4,0\text{--}4,4$  МэВ может являться спиновым аналогом с  $1^+$ . Такая интерпретация может быть дана для уровня  $(4,54 \pm 0,15)$  МэВ. В работе [93], где исследовалась реакция  ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^8\text{He}$ , был обнаружен уровень при  $E^* = (2,8 \pm 0,4)$  МэВ. В реакциях  ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{C}){}^8\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{C}){}^8\text{He}$ , описанных в работе [70], наблюдались уровни с энергией  $E^* = (1,3 \pm 0,3)$  и  $(2,7 \pm 0,3)$  МэВ, но интерпретация измеренных спектров была достаточно сложной из-за существования связанных уровней в ядре отдачи  ${}^{10}\text{C}$ . В работах [80, 99] для описания спектра  ${}^8\text{He}$  делалось предположение о наличии пика при  $(2,9 \pm 0,2)$  МэВ. Однако в реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^8\text{He}$  состояния с энергией ниже 3,6 МэВ не наблюдались [97].

Вывод о том, что уровень при  $E^* \approx 3,6$  МэВ расположен в ядре  ${}^8\text{He}$  при наименьшей энергии, следует также из расчетов [57, 101, 102], в которых показано, что энергия первого  $2^+$ -уровня равна соответственно 4,0, 4,2 и 3,5 МэВ, что согласуется с экспериментальным значением [97].

Другая интерпретация дана в работах [80, 99]. Полученное широкое распределение по энергии возбуждения объяснялось как суперпозиция одного узкого резонанса с  $E^* = (2,9 \pm 0,2)$  МэВ ( $\Gamma = (0,3 \pm 0,3)$  МэВ) и второго широкого с  $E^* = (4,15 \pm 0,20)$  МэВ ( $\Gamma = (1,6 \pm 0,2)$  МэВ). В противоречии с заявленным в [98, 71] значением авторы приписывают  $J^\pi = 2^+$  уровню с  $E^* = 2,9$  МэВ. Уровню с энергией 4,15 МэВ приписан спин  $J^\pi = 1^-$ . Однако следует обратить внимание на низкую статистику измерений в этой работе: не исключено, что спектр можно описать только одним более широким резонансом со средней энергией около 3,6–3,8 МэВ.

В работе [103] изучалась низколежащая часть спектра  ${}^8\text{He}$  и, в частности, рассматривался вопрос о существовании мягкой дипольной моды в этом ядре. Данные были получены в реакции передачи  ${}^3\text{H}({}^6\text{He}, p){}^8\text{He}$ . В спектре были идентифицированы основное  $0^+$ -состояние, а также возбужденные состояния  $2^+$  при 3,6–3,9 МэВ,  $(1^+)$  при 5,3–5,5 МэВ и, возможно, при энергии 7,5 МэВ. Вблизи порога развала  ${}^8\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + 2n$  (2,14 МэВ) авторы наблюдали превышение событий над кривой фазового пространства, описывающей спектр, и интерпретировали их как соответствующие заселению  $1^-$ -континуума (мягкого дипольного возбуждения) с энергией около 3 МэВ. Если этот результат является достоверным, то этим можно объяснить некоторые противоречия между различными экспериментами, дающими положение  $2^+$ -состояния в  ${}^8\text{He}$ .

Третий и четвертый возбужденные уровни, наблюдаемые в работе [97], имеют энергии соответственно  $E^* = (6,03 \pm 0,10)$  и  $(7,16 \pm 0,04)$  МэВ. Обращают на себя внимание малые ширины этих уровней:  $\Gamma < 150$  кэВ (табл. 5.6). Это можно объяснить большим центробежным барьером для нейтронной орбиты со значением  $l = 2$ . В этом случае уровни имеют отрицательную четность ( $2^-, 3^-$ ). Уровни, близкие по энергии (в пределах экспериментальной погрешности), возможно, наблюдались также в работах [71, 93, 100]

(табл. 5.7). Полученные значения для  $E^*$  этих состояний согласуются с предсказаниями о существовании уровней с энергией около 5,7–6,4 МэВ и 6,9–7,3 МэВ соответственно. Уровень 7,16 МэВ может быть аналогом  $3^-$ -состояния ядра  $^{10}\text{Be}$  при  $E^* = 7,37$  МэВ.

Интересная информация была получена на основе измерений импульсных распределений продуктов, образующихся при фрагментации  $^8\text{He}$  при разных энергиях [29, 73, 105, 106]. В работе [105] 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 [29], были описаны в рамках кластерно-орбитальной оболочечной модели COSMA для ядра  $^8\text{He}$  с учетом вышеупомянутого механизма промежуточного резонанса [107]. Однако в работах [73, 105] была отмечена необходимость рассмотрения также последовательного распада из возбужденных состояний. В связи с этим в работе [73] был рассмотрен вклад последовательного распада через возбужденный уровень  $^8\text{He}$  при  $E^* \approx 3,6$  МэВ, который может распадаться на  $^6\text{He} + 2n$  непосредственно или через  $^7\text{He}$  (распад на  $^4\text{He} + n$  маловероятен).

**5.3.3.2. Кластеры в  $^8\text{He}$ .** Значения энергий, необходимых для отделения от ядра  $^8\text{He}$  одного, двух, трех и четырех нейтронов, равняются соответственно 2,58, 2,14, 4,00 и 3,11 МэВ. Таким образом, возбужденные состояния  $^8\text{He}$  могут испытывать распад с испусканием нескольких нейтронов, что представляет интерес для исследования нейтронных кластеров. Комбинация  $^6\text{He} + 2n$  соответствует самому низкому по энергии каналу развала ядра  $^8\text{He}$ . Ядро  $^8\text{He}$ , находясь в первом возбужденном состоянии  $E^*(2^+) \approx 3,6$  МэВ, может, в принципе, распадаться с испусканием двух и четырех нейтронов. Как было показано в работе [71], его распад на  $^4\text{He} + 4n$  маловероятен ( $< 5\%$  от распада  $^6\text{He} + n + n$ ). Поскольку он расположен выше узкого резонанса основного состояния  $^7\text{He}$ , его распад на  $^6\text{He} + 2n$  может происходить не только напрямую, но и последовательно через промежуточный резонанс  $^7\text{He}$ . Анализ данных по импульсному распределению фрагментов развала  $^8\text{He}$  в работе [73] подтверждает эту возможность.

Для более высоколежащих уровней также открыт канал с вылетом кластера, состоящего из четырех нейтронов, — тетранейтрона. Однако пока нет надежных теоретических и экспериментальных аргументов, свидетельствующих в пользу образования  $4n$ -кластера. Определенно, этот экзотический вид распада требует дальнейшего изучения.

Между тем вопрос о существовании динейтрона в  $^8\text{He}$  также остается открытым. Вероятность образования разных кластеров может быть оценена из анализа континуума в энергетических спектрах, так как его описание распределением фазового пространства зависит от количества и от масс частиц в выходном канале. Авторы работы [108], в связи с обнаруженным

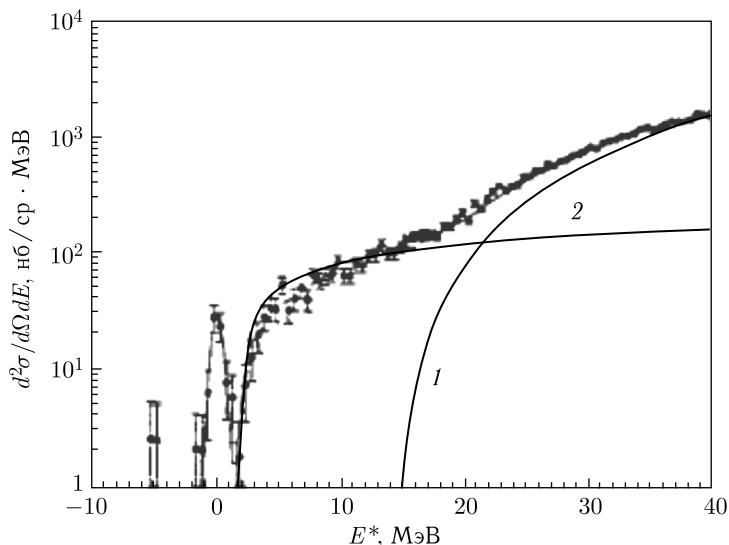


Рис. 5.32. Спектр недостающих масс в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, p){}^8\text{He}$ . Наблюдается только один пик, который соответствует основному состоянию  ${}^8\text{He}$  [94]

гало в слабосвязанных нейтронно-избыточных ядрах, обсуждают идею Мигдала [110], что несвязанный динейтрон ( $\sim 70$  кэВ) в поле ядра может вести себя как пара слабосвязанных нейтронов.

Вопрос о существовании динейтрона в ядре  ${}^8\text{He}$  обсуждался и в работе [94]. 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. 5.32. Авторы не смогли описать его кривой фазового пространства, соответствующей развалу  ${}^8\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n + n$ . Удовлетворительное согласие с экспериментальными точками было получено с учетом двух каналов распада:  ${}^8\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + 2n$  (1) и  ${}^8\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^3\text{H} + 2n$  (2). Некоторое улучшение в описании спектра было достигнуто при добавлении небольшого 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 [94] был сделан вывод о том, что динейтрон может существовать только в момент развала ядра  ${}^8\text{He}$ .

Вопрос о конфигурации с динейтронным кластером в основном состоянии  ${}^8\text{He}$  обсуждался в работе [110]. В рамках приближения Хартри–Фока–Боголюбова (НФВ) с помощью модели «кор + 4n» было получено, что вероятность конфигураций  $(1p3/2)^4$  и  $[(1p3/2)^2(p1/2)^2]$  в волновой функции основного состояния  ${}^8\text{He}$  соответственно 34,9 и 23,7%. Это подтверждает вывод экспериментальной работы [92] о том, что основное состояние не имеет  $(1p3/2)^4$  структуры. Расчет также показал, что имеет место сильная динейтронная корреляция, в то время как два динейтрона слабо взаимодействуют между собой.



**5.3.3.3. Нуклонные распределения в ядре  $^8\text{He}$ .** В ядре  $^8\text{He}$ , так же как и в  $^6\text{He}$ , была обнаружена нейтронная «шуба». Было высказано предположение, что в нем, так же как и в  $^6\text{He}$ , проявляется гало второго рода [2]. Этот вопрос нами уже обсуждался ранее, поэтому здесь остановимся лишь на основных выводах по поводу распределения нуклонов в ядре  $^8\text{He}$ . Среднеквадратичный радиус ядерного вещества,  $R_{\text{rms}}^m$ , 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) [30], что свидетельствует о том, что ядро  $^8\text{He}$  обладает большим пространственным распределением нейтронов вокруг некоего кора. На основе измеренных значений сечений взаимодействия ( $\sigma_I$ ) и отделения двух и четырех нейтронов ( $\sigma_{-2n}$  и  $\sigma_{-4n}$ ) был сделан вывод о том, что толщина нейтронной «шубы» в  $^8\text{He}$  составляет  $\sim 0,9$  фм [31]. Как и для  $^6\text{He}$ , это наиболее толстая нейтронная «шуба», наблюдаемая в ядрах. При этом  $R_{\text{rms}}^p = (1,76 \pm 0,03)$  фм, а  $R_{\text{rms}}^n = (2,69 \pm 0,04)$  фм [31]. Еще одним важным выводом явилось то, что ядро  $^8\text{He}$  состоит из  $\alpha$ -частичного кора, вокруг которого находится «шуба» из четырех нейтронов, а не из ядра  $^6\text{He}$  как кора плюс 2 нейтрона [31]. «Шубу»  $^8\text{He}$  можно рассматривать как пример чистой нейтронной материи.

Нуклонные распределения в ядре  $^8\text{He}$  были измерены в реакции упругого рассеяния на протонной мишени в обратной кинематике при энергии  $\sim 700$  МэВ/А [34]. Удовлетворительное описание экспериментальных данных было получено при значении среднеквадратичного радиуса ядерного вещества, равном  $R_{\text{rms}}^m = (2,45 \pm 0,07)$  фм, что согласуется с данными работ [47, 30, 31]. Для среднеквадратичного радиуса нейтронного распределения было получено значение  $R_{\text{rms}}^n = (2,67 \pm 0,05)$  фм, и тогда  $R_{\text{rms}}^n - R_{\text{rms}}^p = (1,12 \pm 0,17)$  фм. Этот результат подтвердил наличие толстой нейтронной «шубы» в ядре  $^8\text{He}$ . Более поздний анализ [37] этих же экспериментальных данных с использованием другого подхода дал несколько большее значение  $R_{\text{rms}}^m = 2,60$  фм.

О сравнительном исследовании углового распределения упругого рассеяния на протоне ряда ядер, в том числе  $^8\text{He}$ , при промежуточных энергиях от 32 до 75 МэВ/А [38] уже было сказано выше.

Теоретический расчет, в котором использовался 5-частичный подход ( $\alpha + 4n$ ) в рамках приближения кластерно-орбитальной оболочечной модели COSMA, для ядра  $^8\text{He}$  также подтверждает сильное отличие нейтронного и протонного пространственных распределений [107].

**5.3.3.4. Реакция слияния с ядрами  $^8\text{He}$ .** Полученная в работе [111] экспериментальная информация о функции возбуждения для реакции слияния  $^8\text{He}$  с ядрами  $^{206}\text{Pb}$ , так же как и в случае с  $^6\text{He}$ , демонстрирует влияние нейтронной «шубы» этого ядра на усиление сечения слияния в подбарьерной области энергий.

В реакции  $^8\text{He} + ^{197}\text{Au}$  [112] измерялись сечения полного слияния и передачи нейтронов. Было показано, что при энергиях ниже кулоновского барьера

$\sigma_{\text{сл}}$  для  $^8\text{He}$  и  $^6\text{He}$  [113] близки и, как можно было ожидать, существенно выше сечения полного слияния для  $^4\text{He}$  [114]. Кроме того, сечения реакций передачи нейтронов оказались выше сечений слияния. Результаты для  $^8\text{He}$  и  $^6\text{He}$ , возможно, объясняются процессом последовательной передачи пары нейтронов перед слиянием [115].

Дифференциальные сечения упругого рассеяния, нейтронной передачи и слияния измерялись при энергиях вблизи кулоновского барьера в реакции  $^8\text{He} + ^{65}\text{Cu}$  [116]. Эксклюзивные измерения (совпадения  $\gamma$ -лучей с заряженными частицами) вероятности передачи нейтронов показали, что в этой реакции сечения для передачи нейтронов имеют большую величину и всего лишь в 2 раза меньше сечения слияния в околосбарьерной области энергий. Таким образом, было показано, что на механизм ядерных реакций с галообразными ядрами существенно влияет их структура. Подобные эксперименты с пучками радиоактивных ядер позволяют исследовать структуры слабосвязанных ядер, и, в частности, относительные сечения передачи одного и двух нейтронов могут дать информацию о пространственных корреляциях валентных нейтронов и вероятностях их спаривания.

**5.3.4. Ядро  $^9\text{He}$ .** Ядро  $^9\text{He}$  — одно из наиболее нейтронно-избыточных ядер, когда-либо наблюдаемых в эксперименте ( $N/Z = 3,5$ ). Оно является нуклонно-нестабильным.

Теоретические расчеты [11, 55, 117–124] массы и энергии связи нейтрона в ядре  $^9\text{He}$  сильно отличаются друг от друга. В большинстве расчетов было получено, что энергия распада  $^9\text{He} \rightarrow ^8\text{He} + n$  лежит в диапазоне от 2,0 до 4,4 МэВ. В расчетах [55] получена наименьшая энергия ( $\sim 1,2$  МэВ), при которой ядро  $^9\text{He}$  не связано, а в работе [119] предсказывается даже его стабильность с  $S_n = 1,67$  МэВ. Учитывая, что нуклонно-нестабильные нечетные изотопы  $^5\text{He}$  и  $^7\text{He}$  оказались стабильнее, чем ожидалось (для них  $S_n \approx -0,9$  и  $-0,44$  МэВ, в то время как по методу Гарви–Келсона ожидалось значения  $-1,3$  и  $-2,3$  МэВ соответственно [129]), можно было предположить, что ядро  $^9\text{He}$  также более стабильно, чем считалось ранее. Это предположение было подтверждено многими экспериментами по изучению структуры ядра  $^9\text{He}$ .

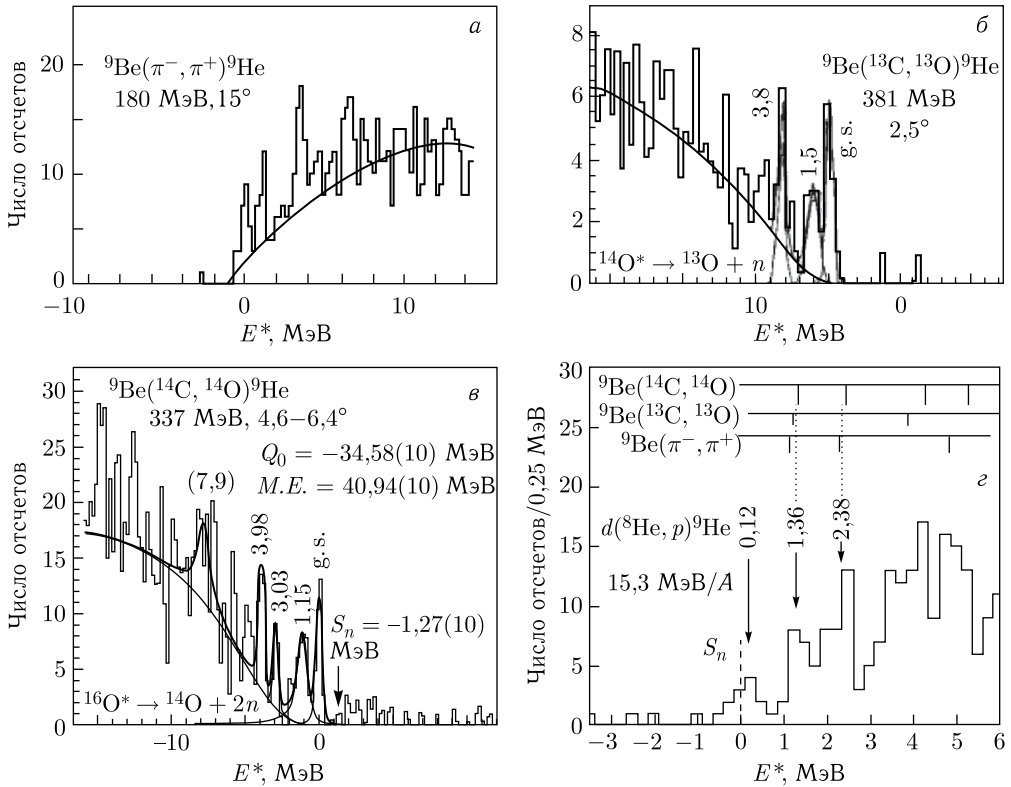
**5.3.4.1. Измерение массы и возбужденных состояний  $^9\text{He}$ .** В табл. 5.14 приведены известные экспериментальные значения массы  $^9\text{He}$ , а также энергии отделения одного нейтрона.

На рис. 5.33, *a–г* показаны результаты некоторых экспериментов. В первых трех случаях использовались реакции двойной перезарядки: в первом случае — на  $\pi$ -мезонах, в остальных — с тяжелыми ионами, для четвертой реакции использовался радиоактивный пучок  $^8\text{He}$ .

Эксперименты проводились с использованием реакции двойной перезарядки на  $\pi$ -мезонах,  $^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$ , при энергиях 194 и 180 МэВ [118]. Избыток массы  $^9\text{He}$  был определен равным  $M. E. = (40,80 \pm 0,10)$  МэВ; основное состояние  $^9\text{He}$  оказалось нестабильным по отношению к распаду  $^9\text{He} \rightarrow ^8\text{He} +$

Таблица 5.14. Экспериментальные значения избытка массы ( $M.E.$ ) и энергии отделения одного нейтрона ( $S_n$ ) для ядра  ${}^9\text{He}$ 

Работа, год	Реакция	$M.E.$ , МэВ	$S_n$ , МэВ
[118], 1987	${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$	$40,80 \pm 0,10$	$-1,13 \pm 0,10$
[126], 1986	${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$	$41,50 \pm 1,00$	$-1,83 \pm 1,00$
[98], 1991	${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$	$40,83 \pm 0,08$	$-1,16 \pm 0,08$
[68a], 1993	${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$	$40,94 \pm 0,10$	$-1,27 \pm 0,10$
[127], 2001	${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)X$		$-(0,0-0,2)$
[128], 2003	Изобар-аналоги ${}^9\text{Li}$		$-1,1$
[129], 1993		$40,82 \pm 0,06$	$-1,15 \pm 0,06$
[32], 2003		$40,939 \pm 0,029$	$-1,27 \pm 0,029$

Рис. 5.33. Результаты экспериментов по измерению спектров  ${}^9\text{He}$ : а) [118, 130], б) [98], в) [68], г) [127]

+n на  $(1,13 \pm 0,10)$  МэВ. В последующих экспериментах использовалась реакция двойной перезарядки на тяжелых ионах,  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$  [95, 98].

Первый экспериментальный результат для структуры  ${}^9\text{He}$  был получен в работах [118, 130]. Один из экспериментов был проведен с использованием

реакции двойной перезарядки на  $\pi$ -мезонах,  ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ , при энергии 194 МэВ. В спектре  $\pi$ -мезонов наблюдался пик, соответствующий основному состоянию  ${}^9\text{He}$  с шириной  $\sim 1$  МэВ. Были получены также указания на существование возбужденных состояний с энергиями  $\sim 2$  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  $\pi^+$ -мезонов, полученный в этом случае, показан на рис. 5.33, а. Наблюдались 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  $\sim 7$  МэВ, по мнению авторов, могло соответствовать состоянию  $(3/2^-)$  или  $(5/2^+)$  при энергии  $\sim 6,4\text{--}6,9$  МэВ, которое предсказывалось ранее в [55, 122] (см. рис. 5.33, а). 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 [117].

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 [95, 98] и  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  при энергии 158 МэВ [125] и 337 МэВ [68].

Спектр  ${}^{13}\text{O}$ , полученный в работе [98], показан на рис. 5.33, 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  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  [68] результат представлен на рис. 5.33, в. Для избытка массы  ${}^9\text{He}$  было 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 погрешности, совпало с результатами работ [98, 117]. Ширина резонанса основного состояния в этой реакции составила  $\Gamma = 0,10(6)$  МэВ, что согласуется с  $R$ -матричными расчетами для состояния  $\nu 1p1/2$ . На многочастичном континууме, который соответствовал распаду резонанса в высоковозбужденном  ${}^{16}\text{O}^*$ , наблюдалось еще не менее четырех резонансов при энергиях возбуждения  $1,15(10)$ ,  $3,03(10)$  и  $3,98(12)$  МэВ. При энергии 7,9 МэВ наблюдался еще один широкий пик. Ширина первого возбужденного уровня при энергии 1,15 МэВ составляла  $\Gamma = 0,7(2)$  МэВ.

Авторы предположили, что соответствующие этой ширине спин и четность могут быть либо  $1/2^+$ , либо  $3/2^-$ . По  $R$ -матричному расчету этой ширине соответствуют спин и четность  $3/2^-$  (для  $1/2^+$  расчетная ширина примерно в 2 раза больше экспериментальной). Расчет по методу связанных каналов, выполненный для реакции  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  [133], также дал лучшее согласие с экспериментальным сечением при спине  $3/2^-$ . Резонансы с  $l = 0$  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 в расчетах

методом связанных каналов для реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$  [134, 135a]. Лучшее согласие между расчетным и экспериментальным значениями сечения получилось и для  $3/2^-$ . Следующие два резонанса при 3,03 и 3,98 МэВ довольно узкие, и их ширины были объяснены с помощью  $l = 2$  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  $[(1s1/2)^2 \otimes (1p3/2)^3 \otimes (1p1/2)^1]_2^+$  добавлен один нейтрон на орбите  $1d5/2$ . На самом деле это имеет место, когда к возбужденному  $2^+$ -состоянию ядра  ${}^8\text{He}$  добавлен один нейтрон на  $1d5/2$ -оболочку. Расчеты для уровня 3,9 МэВ в рамках модели связанных каналов [135б] дают значение  $J^\pi = 5/2^+$ .

**5.3.4.2. Сравнительный анализ результатов для ядра  ${}^9\text{He}$ .** В эксперименте [68, 76в] в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  на основании уровня (пика), наблюдаемого с наиболее низкой энергией, энергия связи последнего нейтрона в  ${}^9\text{He}$  была определена равной 1,27(10) МэВ. Это значение, в пределах экспериментальной погрешности, согласуется с результатами более ранних работ [98, 117]. Удовлетворительное согласие наблюдается также с результатом более позднего эксперимента [127], в котором при упругом рассеянии  ${}^8\text{He} + p$  изучались изобар-аналоговые состояния ядра  ${}^9\text{He}$  (см. табл. 5.11). Если наблюдаемый уровень является основным состоянием  ${}^9\text{He}$ , расчет в конфигурационном  $(0 + 1)\hbar\omega$ -пространстве [55] наиболее точно предсказывает массу  ${}^9\text{He}$  (тогда  $S_n = -1,21$  МэВ), в то время как остальные расчеты, как отмечалось выше, сильно расходятся с экспериментальными данными и друг с другом.

На рис. 5.34 представлены экспериментальные и предсказанные теорией схемы уровней ядра  ${}^9\text{He}$ . Энергии возбужденных состояний из реакции  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  неплохо согласуются с данными, полученными в экспериментах [98, 117, 127]. Первый возбужденный уровень при энергии  $E^* = 1,15(9)$  МэВ, полученный в [98], согласуется с данными, полученными в реакции двойной перезарядки на  $\pi$ -мезонах,  ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$  [118]: 1,2(1) МэВ, и в реакции двойной перезарядки на тяжелых ионах,  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$  [98]: 1,17(10) МэВ, а также со значением 1,1 МэВ из [127]. Энергия этого состояния практически совпадает с расчетами, выполненными для  $(0 + 1)\hbar\omega$ -конфигурационного пространства в оболочечной модели, предсказывающими для ядра  ${}^9\text{He}$  первый возбужденный уровень в интервале энергий возбуждения 1,2–1,6 МэВ [11, 55, 122, 131]. Вместе с тем результаты расчетов, выполненных в рамках  $(0 + 2)\hbar\omega$ - и  $0\hbar\omega$ -пространств (рис. 5.34, 3-я и 4-я колонки [55, 130]), сильно отличаются от представленных выше данных, предсказывая энергии значительно выше: 6,4 и 4,2 МэВ соответственно.

В реакции  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  [68] в спектре ядра  ${}^{14}\text{O}$  наблюдались два пика при  $E^* = 3,03$  и 3,98 МэВ. Первый из них обнаружен впервые. Поз-

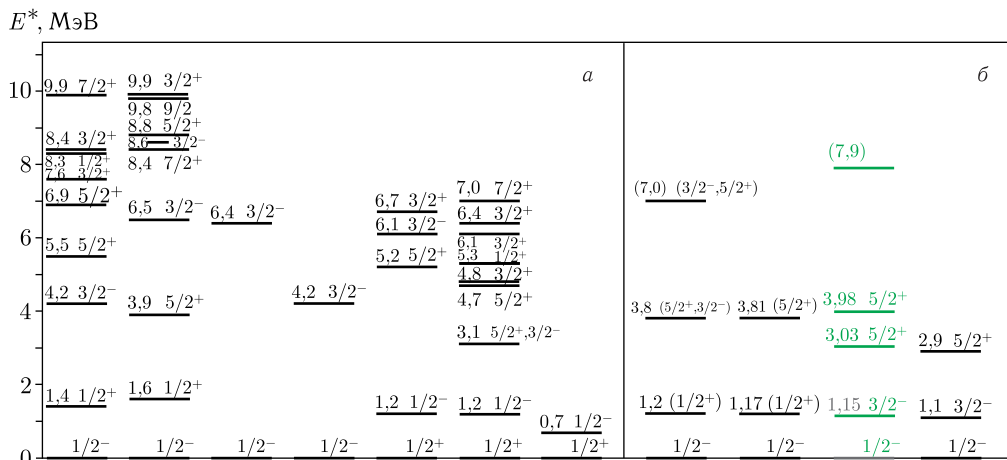


Рис. 5.34. а) Теоретические предсказания уровней  ${}^9\text{He}$  [11, 55, 122, 130–132]; б) экспериментальные результаты [98, 118, 127], зеленым цветом выделены данные из [68, 76]

же он подтвердился в эксперименте [127] как уровень ядра с энергией  $E^* = 2,9$  МэВ ( $E_R = 4,0$  МэВ). Это значение воспроизводится только одним расчетом, предсказывающим энергию  $E^* = 3,1$  МэВ [131]. Второй пик можно сравнить с расчетными значениями  $E^* = 3,9$ – $4,2$  МэВ [55, 122, 130] и с состоянием  $3,8$  МэВ, обнаруженным в экспериментах [95, 98, 117], хотя и с низкой статистикой. В спектре проявляется также широкое распределение с центром при  $E^* = 7,9$  МэВ. Близкое по энергии возбуждения состояние ( $E^* = 7,0$  МэВ) было обнаружено в [117]. Не исключено, что уровень при  $7,9$  МэВ, наблюдаемый в этом опыте, и уровень  $7,0$  МэВ из [117] соответствуют состояниям, которые предсказывались ранее при энергиях в диапазоне  $6,7$ – $8,4$  МэВ (рис. 5.34).

Здесь следует отметить результаты недавних экспериментов [135, 136], в которых использовалась реакция  $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$  при энергиях пучка  ${}^8\text{He}$   $15,3$  и  $25$  МэВ/А соответственно. В согласии с результатом [98] в первой работе наблюдались два узких резонанса с  $E_R = 1,36$  и  $2,38$  МэВ. Во второй работе были получены широкий ( $\Gamma = 2$  МэВ) низколежащий  $1/2^-$ -резонанс при  $2,0(2)$  МэВ и второй резонанс ( $5/2^+$ ) — при энергии  $\geq 4,2$  МэВ ( $\Gamma > 0,5$  МэВ): энергия первого резонанса и ширины обоих резонансов расходятся с результатами практически всех известных экспериментов [68, 98, 117, 127, 135]. Необходимо отметить, что трудно вообще сравнивать результат работы [136], дающей резонанс при  $2,0$  МэВ, с остальными данными, в частности с работами [68], поскольку места разбиения спектра для анализа в работе [136] проходят именно при тех энергиях, при которых в [68] были обнаружены резонансы. Выводы работы [136] были бы более достоверны, если бы было показано, как результат анализа зависит от разбиения спектра.

На рис. 5.34 можно увидеть значительное различие между разными расчетами энергий возбужденных уровней  ${}^9\text{He}$ . Однако большинство опытов согласуются с расчетами энергий уровней  $E^* \sim 1,2$  МэВ и в районе  $E^* \sim 3-4$  МэВ.

В расчетах спинов и четностей уровней ядра  ${}^9\text{He}$  также имеются противоречия. Как видно из рис. 5.34, теоретические расчеты расходятся уже в предсказании спина и четности основного состояния. В рамках оболочечной модели [55, 122, 130] для основного состояния  ${}^9\text{He}$  было получено  $J^\pi = 1/2^-$ . Кроме того, анализ экспериментальных ширин состояний, проведенный в работе [137], показал, что инверсия четности в ядре  ${}^9\text{He}$  не происходит. Исходя из экспериментального значения ширины основного состояния в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  [68],  $R$ -матричный расчет, а также расчеты сечения по методу связанных каналов [68, 133] привели к заключению, что инверсия четности отсутствует и  $J^\pi = 1/2^-$ .

Наоборот, в работах [11, 131, 132], также в рамках оболочечной модели, предсказывалась аномальная четность, т.е. инверсия спина:  $J^\pi = 1/2^+$ . К такому же выводу пришли авторы экспериментальной работы [126]. При анализе данных измерения разницы в скоростях фрагмента ( ${}^8\text{He}$ ) и нейтрона в прямой реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)$  для волны рассеяния было получено значение  $a_s < -10$  фм (энергия виртуального состояния  $< 200$  кэВ). Отметим, что в эксперименте [135] есть указания на положение основного состояния  ${}^9\text{He}$  в 0,12 МэВ от порога развала, а в работе [136] длина рассеяния определена равной  $a_s > -20$  фм, что соответствует величине  $> 50$  кэВ над порогом развала. Отсюда следует, что нейтрон в ядре  ${}^9\text{He}$  не связан на величину  $< 0,2$  МэВ. В случае справедливости этих результатов ядро  ${}^9\text{He}$  примерно на 1 МэВ более связано, чем это следует из данных [68, 76] и экспериментов [98, 117, 127]. Тогда пики, идентифицированные в данных работах как основное состояние, должны соответствовать возбужденному уровню при  $\sim 1,2$  ( $1/2^-$ ) МэВ над порогом развала  ${}^9\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + n$ . Это предсказывалось для  ${}^9\text{He}$  уже в [138]. Более того, авторы этой работы утверждают, что рассматриваемый резонанс содержит несколько уровней как нормальной ( $-$ ), так и аномальной ( $+$ ) четности, с преобладающей интенсивностью первых. При этом основное состояние (с аномальной четностью) ожидалось на 0,8 МэВ выше порога нейтронного распада  ${}^9\text{He}$ . Дискуссия о свойствах основного состояния  ${}^9\text{He}$  велась также в работе [12].

Противоречия в определении спина основного состояния  ${}^9\text{He}$ , по-видимому, были сняты данными эксперимента [127]. Если предположить, что первый обнаруженный резонанс с  $E_R = 1,1$  МэВ является основным состоянием, то ему необходимо приписать как наиболее вероятный спин  $J^\pi = 1/2^-$ . Следует отметить, что для описания этих данных не потребовалось включения низколежащего  $s$ -резонанса из работы [126], хотя его существование полностью не исключалось.

Разброс в определении спинов возбужденных состояний ядра  ${}^9\text{He}$  тоже имеет место. Как видно из рис. 5.34, это касается не только первого, но и бо-

лее высоколежащих уровней: в ядре  ${}^9\text{He}$  наблюдается необычное чередование уровней, т. е. инверсия уровней  $3/2^-$  и  $5/2^+$ . Оценки, выполненные по методу связанных каналов [133, 135a] для уровня с  $E^* \approx 4$  МэВ, предполагают его спин и четность  $J^\pi = 5/2^+$ . Это согласуется с расчетами, выполненными в работах [55, 131], см. рис. 5.34.

Что касается теоретических расчетов, то расчет в конфигурационном  $(0 + 1)\hbar\omega$ -пространстве [55] предсказывает массу  ${}^9\text{He}$  достаточно точно, в то время как остальные расчеты сильно расходятся с экспериментальными данными. Результаты расчета (рис. 5.34) для возбужденных состояний, выполненные 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 энергии возбуждения 1,2–1,6 МэВ. Сильно различаются и сами расчеты. Эксперименты подтверждают надежно лишь уровень  $\sim 3$  МэВ [131], а также уровень  $\sim 4$  МэВ [55, 122].

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 [68] и расчеты по методу связанных каналов [134] для уровня с  $E^* \sim 4$  МэВ согласуются с расчетами работы [55], когда  $J^\pi = 5/2^+$ . Как видно из рис. 5.34, теоретические расчеты расходятся также в предсказании спина и четности основного состояния. Так, в работах [11, 131] 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 [55, 122], в том числе и в  $(0 + 2)\hbar\omega$ -пространстве. Исходя из экспериментальных значений ширин основного и первого возбужденного уровня, в работе [137] также 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 [137]. Оно состоит в следующем. Экспериментально было доказано, что ядра  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  имеют гало или нейтронную «шубу» вследствие существующего в них компактного кора ( ${}^4\text{He}$ ) [31]. Предполагается, что все 5 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  $\alpha$ -частицы, так как трудно представить, что 3 нейтрона в  ${}^7\text{He}$  способны разрушить  $\alpha$ -кор, если 4 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  $E^* > 3\text{--}4$  МэВ должны иметь большие ширины, что и затрудняет их наблюдение в эксперименте.

Интересной представляется ситуация, которая сложилась в последнее время при исследовании спектров сверхтяжелого изотопа гелия —  ${}^9\text{He}$ . Как уже отмечалось, некоторые эксперименты указывают на то, что основное состояние  ${}^9\text{He}$  представляет собой узкий резонанс (100 кэВ), который находится при энергии 1,3 МэВ над порогом развала на нейтрон и  ${}^8\text{He}$ . Например, такой результат был получен в реакции двойной перезарядки на  ${}^9\text{He}$ ,  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  [76в], и недавно в реакции передачи нейтрона на радиоактивном пучке  ${}^8\text{He}$ , в реакции  ${}^8\text{He}(d, p)$  [163]. Однако все указания на существование узкого резонанса в  ${}^9\text{He}$  основаны на экспериментах с низкой статистической достоверностью. Также имеется указание на существование состояния с положительной четностью,  $1/2^+$ , при еще меньшей энергии ( $< 200$  кэВ) над нейтронным порогом, что делает  ${}^9\text{He}$  почти связанным ядром [127].

Эти экспериментальные результаты не согласуются с теоретическими предсказаниями. В недавних детальном расчетах, основанных на реалистичных двух- и трехчастичных силах (*ab initio*), ширина основного состояния  ${}^9\text{He}$  была получена как функция энергии над нейтронным порогом и показано, что она должна быть в десять раз больше, чем наблюдается экспериментально [164]. Аналогичный результат можно получить и в обычной оболочечной модели, причем он не сильно зависит от того, какое остаточное взаимодействие используется для расчетов. Также очень трудно согласовать низколежащее состояние положительной четности  ${}^9\text{He}$  с хорошо установленным фактом, что  ${}^{10}\text{He}$  несвязанное ядро, как следует из теоретического анализа, приведенного в работе [139].

Если узкие низколежащие состояния в  ${}^9\text{He}$  существуют, то естественно ожидать существования узких изобар-аналоговых состояний в спектре  ${}^9\text{Li}$  ( $T = 5/2$ ), причем их энергию возбуждения несложно оценить, исходя из энергии соответствующих состояний в  ${}^9\text{He}$ . Такие состояния должны находиться при энергии возбуждения 15–16 МэВ в  ${}^9\text{Li}$  и заселяться в реакции упругого резонансного рассеяния  ${}^8\text{He} + p$ , так как они находятся на 1 МэВ над соответствующим порогом. Более того, так как отношение приведенных протонных и нейтронных ширин полностью определяется изоспиновыми коэффициентами Клебша–Гордона, то сечение реакции резонансного рассеяния в максимуме легко посчитать по  $R$ -матричной теории, и оно не зависит от структуры резонанса, а зависит только от его спина и четности.

Измеренная недавно функция возбуждения упругого резонансного рассеяния  ${}^8\text{He} + p$  с хорошим разрешением (50 кэВ) и высокой статистикой в эксперименте с радиоактивным пучком  ${}^8\text{He}$ , полученным на установке ISAC II в лаборатории TRIUMF в Канаде [22], показала, что никаких узких резонансов в спектре  ${}^9\text{He}$  в исследованной области энергий (14,8–17,1 МэВ) нет. Более того, для описания измеренного спектра необходимо было включить очень широкое  $T = 5/2$  состояние с орбитальным моментом  $L = 0$  ( $1/2^+$ ) при энергии  $\sim 3$  МэВ. Таким образом, очень трудно одновременно объяснить данные об узких низколежащих состояниях в  ${}^9\text{He}$  и результаты эксперимента по упругому резонансному рассеянию  ${}^8\text{He} + p$ . Не стоит сбрасывать со счетов и другие возможности. Например, если состояния в  ${}^9\text{He}$  еще уже, чем предполагается ( $< 20$  кэВ), то их наблюдение в резонансном рассеянии может быть сильно затруднено. Другая возможность — это сильное смешивание по изоспину ( $\sim 50\%$ ). Однако в качестве аргумента против такой возможности можно указать на хорошо установленное сохранение изоспина в соседних изоспиновых мультиплетах  ${}^7\text{He}-{}^7\text{Li}$  ( $T = 3/2$ ) и  ${}^8\text{He}-{}^8\text{Li}$  ( $T = 2$ ).

Таким образом, еще рано говорить об окончательном решении этой проблемы. Отсутствие узких изобар-аналоговых резонансов в спектре  ${}^9\text{Li}$ , а также результаты теоретического анализа  ${}^9\text{He}$  и результаты, полученные в реакции  ${}^8\text{He} + p$  в Дубне [137], говорят о том, что, скорее всего, спектр  ${}^9\text{He}$  состоит из широких резонансов, расположенных выше 2–3 МэВ над нейтронным порогом.

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 [118]).

**5.3.5. Сверхтяжелый изотоп  ${}^{10}\text{He}$ .** Поиски сверхтяжелого изотопа  ${}^{10}\text{He}$  имеют почти 40-летнюю историю. Долгое время считалось, что это ядро нуклонно-стабильно, поскольку является дважды магическим ( $Z = 2$ ,  $N = 8$ ). Хронологически эксперименты по поиску ядра  ${}^{10}\text{He}$  можно разделить на две группы: первая — до конца 1970-х – начала 1980-х гг., вторая — с 1981 г. по настоящее время (см. [133]).

К первой группе относятся эксперименты, в которых  ${}^{10}\text{He}$  пытались найти как нуклонно-стабильное ядро. Поиски велись в тройном делении тяжелых ядер: среди легких фрагментов спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$  и среди продуктов реакций под действием тепловых нейтронов, высокоэнергетических протонов, дейтронов и тяжелых ионов [140–145]. Несмотря на высокую чувствительность экспериментов, ядра  ${}^{10}\text{He}$  не были обнаружены. Так практически были закрыты надежды на то, что  ${}^{10}\text{He}$  является нуклонно-стабильным.

Однако поиски этого ядра не прекратились, а наоборот — началась новая серия экспериментов. Это произошло после того, как было экспериментально

показано, что изотоп  $^9\text{He}$  более стабилен, чем ожидалось [118]. Этот результат позволил предположить, что  $^{10}\text{He}$  связан сильнее, чем предсказывалось ранее.

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ поиск ядра  $^{10}\text{He}$  был проведен в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$  (89 МэВ) [70]. Выбор этой реакции диктовался тем, что в ней наблюдался большой выход соседнего изотопа —  $^8\text{He}$  [146]. Экстраполяция сечений образования в этой реакции известных нуклонно-стабильных изотопов гелия дала ожидаемое значение сечения образования  $^{10}\text{He} \sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$ . Однако в этом эксперименте, проведенном с высокой чувствительностью, была получена лишь верхняя граница образования ядра  $^{10}\text{He}$  — она составила всего лишь  $\sim 5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{ср}$ . Этот результат был объяснен нестабильностью  $^{10}\text{He}$ .

Дальнейшие попытки обнаружить  $^{10}\text{He}$  как нуклонно-стабильное ядро привели к оценкам выходов на более чем 3 порядка ниже, чем ожидалось для образования связанного ядра. Была использована реакция фрагментации ионов  $^{11}\text{Li}$  с энергией 0,79 ГэВ/А на мишени из углерода [29], в которой ядро  $^{10}\text{He}$  могло образоваться при срыве одного протона с ядра  $^{11}\text{Li}$ . Однако и в этом эксперименте была получена лишь верхняя граница образования  $^{10}\text{He}$ , равная 50 мкб, что намного ниже, чем ожидаемые из экстраполяций сечения (50 мб) для срыва одного протона в этой области бомбардирующих ядер. Реакция фрагментации ионов  $^{18}\text{O}$  (30 МэВ/А) также не дала положительного результата [130]. В области легких фрагментов, где ожидался  $^{10}\text{He}$ , не наблюдалось ни одного события. При этом была определена верхняя граница образования  $^{10}\text{He}$  по сравнению с  $^8\text{He}$   $Y(^{10}\text{He})/Y(^8\text{He}) \leq 3 \cdot 10^{-5}$ , что соответствовало выходу  $^{10}\text{He}$  в этой реакции примерно в 1000 раз ниже, чем ожидалось из экстраполяции выходов изотопов водорода, гелия и лития. С учетом эффективности реакций фрагментации налетающего иона для синтеза сильно нейтронно-избыточных легких ядер, например, [147–150] полученный результат также свидетельствовал, что ядро  $^{10}\text{He}$  является нуклонно-нестабильным.

Были сделаны еще две попытки обнаружения  $^{10}\text{He}$  среди продуктов тройного деления  $^{252}\text{Cf}$  [151], однако эти эксперименты не добавили ничего нового к вопросу о стабильности  $^{10}\text{He}$ .

В работах [118, 130, 56, 153–155] проводились расчеты структуры и свойств распада  $^{10}\text{He}$ . Основные выводы этих работ представлены в табл. 5.15. Наблюдается сильный разброс в расчетных значениях. Однако заметно значительное улучшение в предсказаниях после определения избытка массы  $^9\text{He}$  [118, 130]. Экстраполяция по формулам Гарви–Келсона с учетом измеренной массы  $^9\text{He}$  свидетельствует о том, что ядро  $^{10}\text{He}$  может быть почти связанным и проявляться в реакциях в виде узкого резонанса, что делает возможным измерение его массы. В связи с этим поиски ядра  $^{10}\text{He}$  были продолжены в другой постановке экспериментов, и, наконец, в 1994 г. были получены первые результаты [158, 72]. Они также приведены в табл. 5.15.

Таблица 5.15. Избыток массы ( $M.E.$ ), энергия отделения двух нейтронов ( $S_{2n}$ ), и ширина уровней ( $\Gamma$ ) для  $^{10}\text{He}$ : расчет и эксперимент

$M.E.$ , МэВ	$S_{2n}$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Работа, год
Расчет			
	-10,0		[153a], 1966
52,75	-4,9		[119a], 1972
51,14	-3,35		[119б], 1974
52,34	-4,62		[120], 1975
51,00	-3,29		
47,25	+0,49		[120], 1975
51,30	-3,60		[55], 1985
49,18	-1,44(14)		[118], 1987
50,67	-2,93		[124], 1988
50,23	-2,49		
49,35	-1,61		
48,92	-1,18(14)		[131], 1988
48,54	-0,9 - -0,7 (2-3)	0,15-0,3	[154], 1993
50,94	-3,2		[125], 1996
49,65	-1,9		[155], 1997
Эксперимент			
49,44	-1,7(33)		[157], 1997
48,94	-1,20(30)	$\leq 1,2$	[72], 1994
48,81(7)	-1,07(7)	0,3(2)	[158] <sup>a</sup> , 1994
Систематика			
48,81(7)	-1,07(7)		[32], 2003
<sup>a</sup> Изучалась реакция $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$ .			

**Масса и возбужденные уровни ядра  $^{10}\text{He}$ .** Остановимся подробнее на работах [72, 157], в которых из-за нестабильности  $^{10}\text{He}$  наблюдение резонанса осуществлялось методом инвариантной массы и методом недостающих масс соответственно.

В эксперименте, проведенном в RIKEN (Япония), для изучения  $^{10}\text{He}$  использовался пучок  $^{11}\text{Li}$  и реакция передачи протона  $^{11}\text{Li} + d \rightarrow ^3\text{He} + ^{10}\text{He}$  [72]. Рассматривалось взаимодействие в конечном состоянии частиц  $^8\text{He} + n + n$ . Для определения спектра инвариантной массы использовались тройные совпадения между  $^8\text{He}$  и двумя нейтронами с измерением их энергии и углов вылета. Один из экспериментальных спектров, полученных в работе [158], показан на рис. 5.35, а. Как видно из рисунка, в спектре наблюдается максимум при энергии  $(1,2 \pm 0,3)$  МэВ над порогом распада  $^{10}\text{He}$  на  $^8\text{He} + n + n$  (экспериментальное разрешение аппаратуры было  $\sim 1,5$  МэВ).

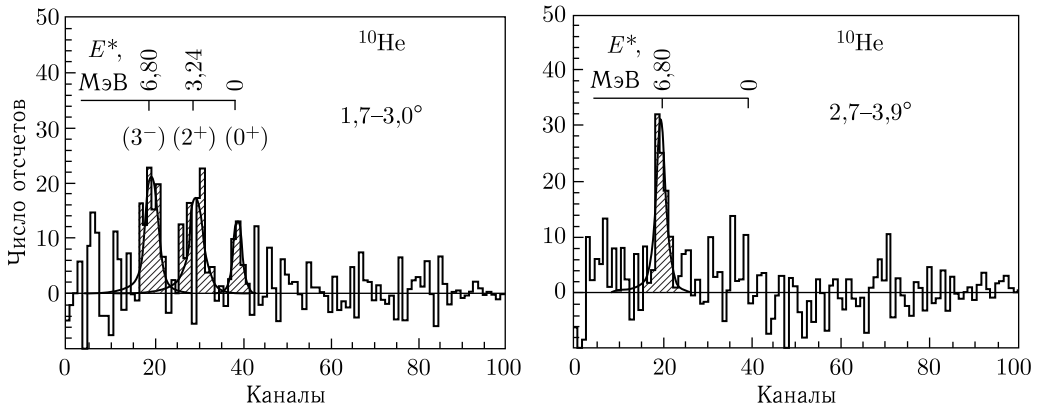


Рис. 5.35. Спектры реакции ( $^{14}\text{C}$ ,  $^{14}\text{O}$ ) с мишенью  $^{10}\text{BeO}$  в угловых диапазонах, указанных на рисунке, после вычета фона от реакций на примесях  $^{16}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$  в мишени. Показана шкала по энергии возбуждения  $E^*$  [158]

Авторы попытались описать полученные спектры кривыми многочастичного фазового пространства, соответствующими процессам, идущим без образования  $^{10}\text{He}$ , но ни один из расчетов не смог воспроизвести спектры и дать пик в районе 1,2 МэВ. Поэтому этот максимум был идентифицирован как резонанс основного состояния  $^{10}\text{He}$  с шириной  $\Gamma \leq 1,2$  МэВ. Возбужденных состояний не наблюдалось.

Метод бинарных реакций был использован для изучения  $^{10}\text{He}$  в эксперименте, проведенном в Институте им. Гана-Мейтнер в Берлине. Изучалась реакция  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$ , в которой использовались радиоактивный пучок  $^{14}\text{C}$  с энергией 334,4 МэВ и радиоактивная мишень из  $^{10}\text{Be}$  в виде  $\text{BeO}$  [158]. В связи с большим количеством примесей в мишени проводились дополнительные измерения на мишенях из  $^{16}\text{O}$  ( $\text{V}_2\text{O}_5$ ) и из  $^{12}\text{C}$ . На рис. 5.35 показаны, после вычета фона, энергетические спектры  $^{10}\text{He}$  в двух угловых диапазонах, выбранных с учетом ожидаемых угловых распределений, соответствующих возбуждению различных уровней. Кроме основного состояния, наблюдалось еще два резонанса, вклад которых был различен под разными углами.

Таким образом, для резонанса основного состояния были получены избыток массы  $M.E. = 48,81(7)$  МэВ и энергия связи  $B = -30,34(7)$  МэВ. Поэтому были сделаны следующие выводы [157]:  $^{10}\text{He}$  нестабилен по отношению к распаду на  $^8\text{He} + 2n$  на величину  $S_{2n} = -1,07(7)$  МэВ. Ширина распределения составляет  $\Gamma = 0,3(2)$  МэВ. Если учесть, что основное состояние  $^9\text{He}$  ( $S_n \approx -1,27$  МэВ) лежит выше основного состояния  $^{10}\text{He}$ , то распад основного состояния  $^{10}\text{He}$  должен происходить путем одновременного испускания двух нейтронов, поскольку их последовательная эмиссия невозможна. Полученные ранее в работе [72] результаты подтверждаются экспериментом [157]. Однако эксперимент дал более высокую точность не только при определении

массы, но и при определении ширины основного состояния (см. табл. 5.15). В этом же эксперименте [157] впервые наблюдались возбужденные состояния в ядре  $^{10}\text{He}$ : они имеют энергии возбуждения  $E^* = 3,24(20)$  и  $6,80(7)$  МэВ и ширины  $\Gamma = 1,0(3)$  и  $0,6(3)$  МэВ соответственно. Не исключено, что пик при  $E^* = 3,24$  МэВ имеет сложную структуру и состоит на самом деле из двух близлежащих пиков.

В табл. 5.16 приведены характеристики уровней  $^{10}\text{He}$ , полученные в реакции  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$  [157]. Эти значения приняты и введены в последних таблицах схем уровней легких ядер [159].

Таблица 5.16. Экспериментальные результаты для  $^{10}\text{He}$  [157]

Параметр	(0 <sup>+</sup> )	(2 <sup>+</sup> )	(3 <sup>-</sup> )
$E_R$ , МэВ	1,07(7)	4,31(20)	7,87(6)
$E^*$ , МэВ	0,00	3,24(20)	6,80(7)
$\Gamma$ , МэВ	0,3(2)	1,0(3)	0,6(3)
$d\sigma/d\Omega$ , мкб/ср	0,14(5)	0,32(10)	0,36(8)

Используя соотношение Гарви–Келсона [153]  $M(^{10}\text{He}) - M(^{10}\text{Be}) + M(^9\text{Li}) - M(^9\text{He}) + M(^{11}\text{Be}) - M(^{11}\text{Li}) = 0$ , со значениями масс из таблиц [32], включающих и массу ядра  $^9\text{He}$ , можно рассчитать избыток массы соседнего ядра  $^{10}\text{He}$ , который оказался равным  $M. E.(\text{расч.}) = 49,21(24)$  МэВ. Полученное таким образом расчетное значение массы ядра  $^{10}\text{He}$  хорошо согласуется с прямым измерением избытка массы этого ядра:  $M. E.(\text{эксп.}) = 48,81$  МэВ (табл. 5.15). Наилучшее согласие эксперимента с расчетом достигнуто в работе [130], где были получены значения энергии связи известных состояний всех гелиевых изотопов. В хорошем согласии с экспериментальными значениями избытка массы и ширины основного состояния находится и расчет в рамках трехчастичной модели распада  $^8\text{He} + n + n$  методом  $K$ -гармоник [153].

Здесь необходимо отметить мнение автора работы [112] относительно наблюдения основного состояния ядра  $^{10}\text{He}$ . После детального анализа полученных в этой работе данных автор предлагает принять «наблюдаемое 1,07 МэВ состояние [157] за основное».

Наиболее вероятные значения  $J^\pi$  для наблюдаемых резонансов  $^{10}\text{He}$  в реакции  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{10}\text{He}$  можно было получить на основе сравнения экспериментальных и расчетных значений ширин резонансов в рамках  $R$ -матричной теории, предполагая эмиссию двух нейтронов с разными орбитальными моментами  $l$  [157].

Для двух возбужденных уровней с энергией 3,24 и 6,8 МэВ наилучшее согласие в ширинах резонансов было получено при  $l = 2$  и  $l = 3$ . Поэтому им были приписаны значения  $J^\pi = 2^+$  и  $3^-$  соответственно. Необходимо отметить, что  $J^\pi = 2^+$  получалось лишь в том случае, если ши-

рокое распределение при  $E^* = 3,24$  МэВ описывается одним резонансом. В такой интерпретации наблюдаемое в эксперименте  $2^+$ -состояние, возможно, соответствует расчету, проведенному самосогласованным HF-RPA методом [160], где получен широкий квадрупольный резонанс 2,1 МэВ над основным состоянием. Эксперимент хорошо согласуется с расчетом в оболочечном  $(0 + 1)\hbar\omega$ -конфигурационном пространстве, предсказывающим уровень  $3^-$  при  $E^* = 6,8$  МэВ [11]. В то же время обе работы [11, 160] предсказывают низколежащий  $1^-$ -резонанс при  $E^* \approx 1-1,5$  МэВ над основным состоянием ядра, который в эксперименте не наблюдался.

В хорошем согласии с экспериментальным значением ширины основного состояния  $^{10}\text{He}$   $\Gamma = 0,3(2)$  МэВ [157] находится результат расчета методом  $K$ -гармоник [153], согласно которому основному состоянию ядра  $^{10}\text{He}$  соответствует узкий резонанс с шириной  $\Gamma \sim 150-300$  кэВ. Однако наблюдаемая маленькая ширина  $\Gamma = 0,3(2)$  МэВ может быть объяснена энергетическими характеристиками этого резонанса. Как уже отмечалось,  $^{10}\text{He}$  распадается путем испускания сразу двух нейтронов. Именно корреляция этих нейтронов может увеличить время жизни резонанса, вследствие чего его ширина уменьшится.

Нельзя не отметить и работу [104], в которой наиболее низкая энергия, при которой наблюдались события, приписываемые  $^{10}\text{He}$ , была  $\sim 3$  МэВ. Авторы интерпретировали этот результат как проявление основного состояния, опираясь также на теоретические соображения [161], состоящие в том, что резонанс при 1,2 МэВ, полученный в реакции с пучком  $^{11}\text{Li}$ , находится именно там в результате специфики механизма реакции с ионами  $^{11}\text{Li}$ . Однако малая статистика, на наш взгляд, не позволяет делать однозначные выводы.

Относительно ширины основного и возбужденных состояний в работе [137] была высказана гипотеза (такая же, как в случае ядра  $^9\text{He}$ ), заключающаяся в том, что  $\alpha$ -частичный кор в  $^{10}\text{He}$  полностью разрушен и распад на  $^8\text{He} + 2n$  требует некоторого времени для формирования двух протонов в ядре  $^8\text{He}$ .

Полученные в эксперименте значения энергии возбужденных состояний вместе с соответствующими им спинами и четностями могут служить основанием для некоторых выводов о структуре  $^{10}\text{He}$  и надежности предсказаний оболочечной модели вблизи границ нуклонной стабильности. Согласно этой модели ядро  $^{10}\text{He}$  рассматривается как магическое ядро с замкнутыми оболочками. По мнению авторов [157], заполнение оболочек в  $^{10}\text{He}$  может идти следующим образом. Состояния, которым приписали спины и четности  $2^+$  и  $3^-$ , должны иметь, соответственно, конфигурации  $(1p3/2)^{-1}(1p1/2)^1$  и  $(1p1/2)^{-1}(1d5/2)^1$ . Конфигурация  $(1p3/2)^{-1}(1p1/2)^1$  предполагает, в свою очередь, что  $2s1/2$ -оболочка заполнена. Напомним, что состояние  $2^+$  лежит ниже состояния  $3^-$ . Это означает, что  $2^+$ -состояние образовывается посадкой одного нейтрона на  $1p1/2$ -оболочку, поскольку оболочка  $1p1/2$  не была до этого заполнена. В то же время  $2s1/2$ -оболочка является заполненной. От-

сюда следует, что  $2s_{1/2}$ -оболочка в  $^{10}\text{He}$  находится вблизи  $1p_{1/2}$ -оболочки или даже ниже нее (для сравнения вспомним, что низколежащий дипольный резонанс в  $^{11}\text{Li}$ , имеющем, как и  $^{10}\text{He}$ , число нейтронов  $N = 8$ , является результатом понижения  $2s_{1/2}$ -оболочки в область  $1p_{1/2}$ -оболочки, а в ядре  $^{11}\text{Be}$  оболочка  $2s_{1/2}$  вообще находится ниже  $1p_{1/2}$ -оболочки). В связи с этим авторы работы [157] высказали предположение, что замкнутая оболочка появляется не при  $N = 8$ , а лишь при  $N = 10$ , т. е. в ядре  $^{12}\text{He}$ . Если это так, то существование низколежащего уровня  $1^-$  с конфигурацией  $(1p_{1/2})$ ,  $(2s_{1/2})$  тоже возможно. Такое состояние, напомним, предсказывалось в работе [160] в качестве первого возбужденного состояния для ядра  $^{10}\text{He}$ .

**5.3.6. Выводы о ядерной структуре изотопов гелия.** На рис. 5.36 показаны схемы уровней всех изотопов гелия. Большинство из перечисленных возбужденных состояний изотопов  $^{7,8,9,10}\text{He}$  наблюдались впервые. Они включены в новые таблицы состояний ядер [6, 159].

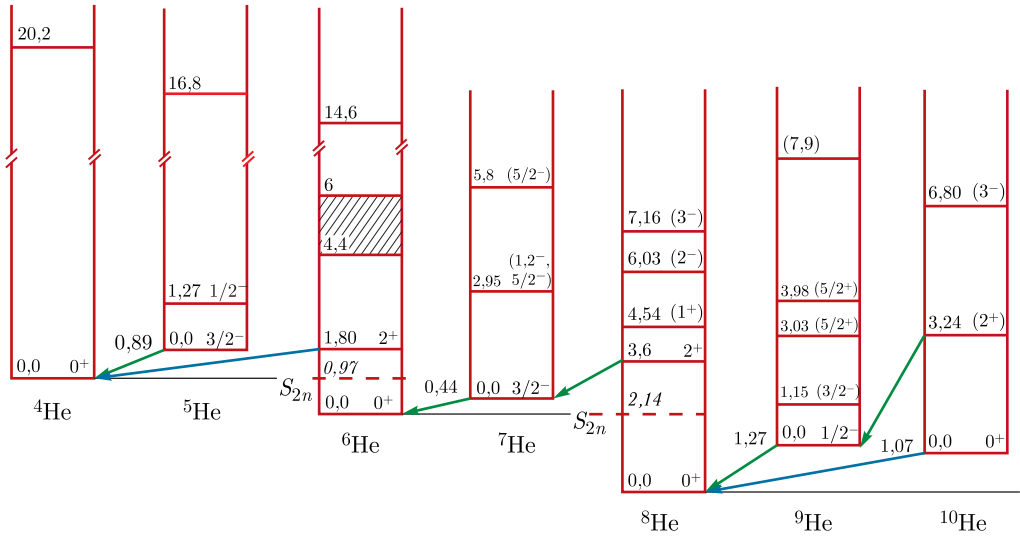


Рис. 5.36. Схемы уровней изотопов гелия и возможные пути их распада (синие стрелки — испускание двух нейтронов, зеленые — одного нейтрона).  $S_{2n}$  — пороги эмиссии двух нейтронов, рассчитанные на основе таблиц масс [32]

На схемах показаны также возможные пути распада изотопов гелия: посредством эмиссии одного нейтрона (зеленые стрелки), двух нейтронов (синие стрелки). Единственный канал распада резонанса основного состояния  $^9\text{He}$  — в основное состояние  $^8\text{He}$  эмиссией одного нейтрона. Аналогичная ситуация с ядром  $^7\text{He}$ :  $^7\text{He} \rightarrow ^6\text{He} + n$ . Если принять массу  $^{10}\text{He}$  в основном состоянии равной 48,81 МэВ [157], то отсюда следует, что распад  $^{10}\text{He}$  в ядро  $^8\text{He}$  последовательной эмиссией двух нейтронов (через резонанс  $^9\text{He}$ ) затруднен. Эта ситуация возникает из-за того, что основное состояние  $^9\text{He}$ , с  $S_n = -1,27$  МэВ [68], лежит выше основного состояния  $^{10}\text{He}$  (ядро  $^{10}\text{He}$  ста-



бильно по отношению к распаду  $^{10}\text{He} \rightarrow ^9\text{He} + n$  на 200 кэВ). Если существует вероятность одновременного испускания двух нейтронов, то, возможно, их корреляция увеличивает время жизни резонанса, вследствие чего его ширина уменьшается ( $\Gamma = 0,3(2)$  МэВ).

Эффект замкнутой нейтронной оболочки  $N = 8$  в ядре  $^{10}\text{He}$ , очевидно, не обеспечивает его стабильность относительно испускания нейтронов. Более того, эффект оболочки  $N = 8$  может быть подавлен из-за того, что у ядра  $^{10}\text{He}$  энергия возбуждения первого  $2^+$ -состояния ниже, чем у  $^8\text{He}$ . Это напоминает ситуацию с соседними ядрами: низколежащий дипольный резонанс в ядре  $^{11}\text{Li}$  с числом нейтронов  $N = 8$  (как и в ядре  $^{10}\text{He}$ ), возможно, является результатом понижения  $2s1/2$ - в область  $1p1/2$ -орбиты, а в ядре  $^{11}\text{Be}$  оболочка  $2s1/2$  вообще находится ниже  $1p1/2$ -оболочки.

Несомненно, что изучение  $^{10}\text{He}$  необходимо продолжить, для того чтобы получить более полную информацию о структуре этого экзотического ядра.

### 5.3.7. Перспективы дальнейшего изучения изотопов гелия с $A \geq 10$ .

Для дальнейшего развития работ по исследованию структуры экзотического ядра  $^{10}\text{He}$  могут быть использованы реакции:

- а)  $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{Ne})$ ,  $^{10}\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})$ ,  $^{10}\text{Be}(^9\text{Be}, ^9\text{C})$ ; для них  $Q \approx -54$  МэВ;
- б) с пучками радиоактивных ядер типа  $^{10}\text{Be}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{O})$ ;  $Q = -17,80$  МэВ, т. е. значение  $Q$  увеличивается;
- в) с пучками радиоактивных ядер, в постановке эксперимента в «обратной кинематике», типа  $^{11}\text{Li}(p, 2p)$ ,  $^{11}\text{Li}(t, ^4\text{He})$ ,  $^{11}\text{Li}(d, ^3\text{He})$ ,  $^8\text{He}(t, p)$ ;  $Q$  меняется в пределах от  $-10$  до  $+4,5$  МэВ.

Отметим, что дополнительные данные о структуре ядра  $^{10}\text{He}$  позволят лучше прогнозировать свойства еще более тяжелых изотопов гелия. Эти изотопы пока в эксперименте не наблюдались. Имеющиеся сегодня теоретические расчеты и экстраполяции предсказывают, что изотопы  $^{11}\text{He}$  и  $^{12}\text{He}$  также должны быть нуклонно-нестабильными.

С другой стороны, экстраполяции в сторону более тяжелых изотопов можно сделать на основе систематики значений  $S_n$  и  $S_{2n}$  [32] для изотопов с числом нейтронов  $N = 9$  и  $N = 10$  (рис. 5.37). Экстраполированные таким образом значения вместе с экспериментальными данными, полученными для ядер  $^9\text{He}$  и  $^{10}\text{He}$ , приведены в последней колонке табл. 5.17. Сравнение этих значений энергии связи нейтронов с результатами работ [11, 55, 118, 123] показывает, что тяжелые изотопы гелия оказываются намного стабильнее, чем предсказывалось теорией.

Можно предложить следующие реакции, в прямой или обратной кинематике, для получения сверхтяжелых изотопов гелия:  $^{10}\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{Ne})^{11}\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{O})^{11}\text{He}$ ,  $^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Mg})^{12}\text{He}$ ,  $^{12}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{12}\text{He}$ , а также  $^{11}\text{Li}(t, ^3\text{He})^{11}\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}(d, 2p)^{11}\text{He}$ .

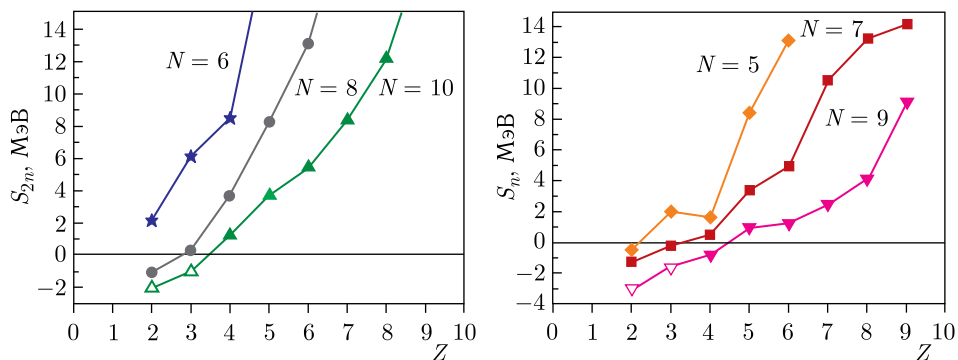


Рис. 5.37. Значения энергии отделения одного и двух нейтронов  $S_n$  и  $S_{2n}$  [32] для изотопов с  $N = 5-10$ . Открытыми символами показаны экстраполяции

Таблица 5.17. Энергии отделения одного и двух нейтронов,  $S_n$  и  $S_{2n}$ , для ядер  ${}^9\text{He}-{}^{12}\text{He}$

$S_n, S_{2n}$	[18]	[23]	[23]	[23]	[5]	[1]	Эксперимент/ Экстраполяция
$S_n({}^9\text{He})$	-3,02	-2,8	-1,8	-1,6	-1,3	-2,3	-1,27 [68, 157]
$S_{2n}({}^{10}\text{He})$	-3,35	-2,9	-2,5	-1,6	-3,5	-5,2	-1,07 [68, 157]
$S_n({}^{11}\text{He})$	-6,77	-8,6	-7,9	—	-9,9	-8,1	-3,0
$S_{2n}({}^{12}\text{He})$	-8,93	-10,1	-10,1	-9,1	-13,1	-9,4	-2,0

Дальнейшее изучение структуры ядер с предельно большим избытком нейтронов, в частности, сверхтяжелых изотопов гелия, представляется одной из актуальных проблем физики экзотических ядер.

### Список литературы к п. 5.3

1. Zhukov M. V. et al. // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151.
2. Ogloblin A. A. // Proc. Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros, 1991 / Eds. Yu. E. Penionzhkevich and R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 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. Tilley D. R. et al. Energy levels of light nuclei  $A = 5, 6, 7$  // Nucl. Phys. 2002. V. A708. P. 3 (and ref. therein).
7. Sakuta S. B. et al. // Europhys. Lett. 1994. V. 22. P. 511.
8. Janecke J. et al. // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 1070.
9. Nakamura T. et al. // Phys. Lett. 2000. V. B493. P. 209.
10. Kato K. et al. // Nucl. Phys. 1995. V. A588. P. 29.

11. Poppelier N.A.F.M., Wolters A.A., Glaudemans P.W.M. // *Z. Phys.* 1993. V. A346. P. 11.
12. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 4. С. 1001.
13. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. // *Phys. Rev.* 1977. V. C15. P. 84.
14. Csoto A. // *Phys. Rev.* 1993. V. C48. P. 165.
15. Yamagata T. et al. // *Phys. Rev.* 2005. V. C71. P. 064316.
16. Akimune H. et al. // *Phys. Rev.* 2003. V. C67. P. 051302(R).
17. Nakayama S. et al. // *Phys. Rev.* 2004. V. C69. P. 041304(R).
18. Gurov Yu.B. et al. // *Letters JETP.* 2006. V. 84, No 1. P. 3.
19. Brady F.P. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 1320; *J. Phys.* 1984. V. G10. P. 363.
20. Arai K., Kato K., Aoyama S. // *Phys. Rev.* 2006. V. C74. P. 034305.
21. Giot L. et al. // *Nucl. Phys.* 2004. V. A738. P. 426.
22. Uberseder E. et al. arxiv: 1504.00879; *Phys. Rev. Lett.* 2014.
23. Danilin B. V. et al. // *Phys. Lett.* 1993. V. B302. P. 129.
24. Danilin B. V. et al. // *Phys. Rev.* 1997. V. C55. P. R577;  
Ershov S.N. et al. // *Phys. Rev.* 1997. V. C56. P. 1483.
25. Yokoyama M. et al. // *Phys. Rev.* 1995. V. C52. P. 1122.
26. Tanihata I. et al. // *Phys. Lett.* 1985. V. 160B. P. 380.
27. Tanihata I. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2676.
28. Ogawa Y. et al. // *Nucl. Phys.* 1992. V. A543. P. 722.
29. Kobayashi T. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 2599.
30. Tanihata I. et al. // *Phys. Lett.* 1988. V. B206. P. 592.
31. Tanihata I. et al. // *Phys. Lett.* 1992. V. B289. P. 261.
32. Audi G. et al. // *Nucl. Phys.* 2003. V. A729. P. 337.
33. Gaulard C. et al. // *Nucl. Phys.* 2009. V. A826. P. 1.
34. Alkhazov G.D. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. P. 2313.
35. Chulkov L. V. et al. // *Europhys. Lett.* 1989. V. 8. P. 245.
36. Al-Khalili J.S. et al. // *Phys. Rev.* 1996. V. C54. P. 1843.
37. Al-Khalili J.S., Tostevin J.A. // *Phys. Rev.* 1998. V. C57. P. 1846.
38. Korshennikov A.A. et al. // *Nucl. Phys.* 1997. V. A617. P. 45.
39. Burzynski S. et al. // *Phys. Rev.* 1989. V. C39. P. 56.
40. Henneck R. et al. // *Nucl. Phys.* 1994. V. A571. P. 541.
41. Barret R.G., Jackson D.F. *Nuclear Sizes and Structure.* Oxford: Clarendon, 1977.
42. Skobelev N.K. et al. // *Z. Phys.* 1992. V. A341. P. 315.
43. Penionzhkevich Yu.E. // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 247c.
44. Калпакчиева Р. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2005. Т. 69, № 11. С. 1578.
45. Ter-Akopian G.M. et al. // *Phys. Lett.* 1998. V. B426. P. 251.
46. Kobayashi T. // *Nucl. Phys.* 1992. V. A538. P. 343c;  
Kobayashi T. // *Nucl. Phys.* 1993. V. A553. P. 465c.
47. Korshennikov A.A., Kobayashi T. // *Nucl. Phys.* 1994. V. A567. P. 97.

48. *Fomichev A. S. et al.* // *Z. Phys.* 1995. V. A351. P. 129;  
*Fomichev A. S. et al.* // *JINR Rapid Commun.* 1994. No. 4[67]. P. 21.
49. *Kolata J. J. et al.* // *Phys. Rev.* 1998. V. C57. P. R6.
50. *DeYoung P. A. et al.* // *Phys. Rev.* 1998. V. C58. P. 3443.
51. *Kolata J. J. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 4580.
52. *Di Pietro A. et al.* // *Phys. Rev.* 2004. V. C69. P. 044613.
53. *Navin A. et al.* // *Phys. Rev.* 2004. V. C70. P. 044601.
54. *Chatterjee A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 032701.
55. *Poppelier N. A. F. M., Wood L. D., Glaudemans P. W. M.* // *Phys. Lett.* 1985. V. B157. P. 120.
56. а) *Garvey G. T., Kelson I.* // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. P. 197;  
б) *Garvey G. T. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 1969. V. 41. P. S1.
57. *Wolters A. A., van Hees A. G. M., Glaudemans P. W. M.* // *Phys. Rev.* 1990. V. C42. P. 2062.
58. *Wurzer J., Hofmann H. M.* // *Phys. Rev.* 1996. V. C55. P. 688.
59. *Pudliner B. S. et al.* // *Phys. Rev.* 1997. V. C56. P. 1720.
60. *Navratil P., Barrett B. R.* // *Phys. Rev.* 1998. V. C57. P. 3119.
61. *Wiringa R. B. et al.* // *Phys. Rev.* 2000. V. C62. P. 014001.
62. *Halderson D.* // *Phys. Rev.* 2004. V. C70. P. 041603.
63. *Pieper S. C., Wiringa R. B., Carlson J.* // *Phys. Rev.* 2004. V. C70. P. 054325.
64. *Hagen G., Hjorth-Jensen M., Vaagen J. S.* // *Phys. Rev.* 2005. V. C71. P. 044314.
65. *Canton L. et al.* // *Phys. Rev.* 2006. V. C74. P. 064605.
66. *Myo T., Kato K., Ikeda K.* // *Phys. Rev.* 2007. V. C76. P. 054309.
67. *Bohlen H. G. et al.* // *Phys. Rev.* 2001. V. C64. P. 024312.
68. а) *Bohlen H. G. et al.* // *Proc. Intern. School-Seminar on Heavy-Ion Physics, Dubna, Russia, 10–15 May 1993 / Eds. Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. Dubna, 1993. V. 1. P. 17–27.*  
б) *von Oertzen W. et al.* // *Nucl. Phys.* 1995. V. A588. P. 129c.
69. *Brady F. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 1320.
70. *Белозеров А. В. и др.* // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1988. Т. 52. С. 100.
71. *Korshennikov A. A. et al.* // *Phys. Lett.* 1993. V. B316. P. 38.
72. *Korshennikov A. A. et al.* // *Phys. Lett.* 1994. V. B326. P. 31.
73. *Nilsson T. et al.* // *Nucl. Phys.* 1996. V. A598. P. 418.
74. *Thoennessen M. et al.* // *Phys. Rev.* 1999. V. C59. P. 111.
75. *Kryger R. A. et al.* // *Phys. Rev.* 1993. V. C47. P. R2439.
76. а) *Bohlen H. G. et al.* // *Proc. VI Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, 22–27 Sept. 1997, Dubna, Russia / Eds. Yu. Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1998. P. 134.*  
б) *Bohlen H. G. et al.* // *Nuovo Cim.* 1998. V. 111A, No. 6–7. P. 841;  
в) *Bohlen H. G. et al.* // *Progr. Part. Nucl. Phys.* 1999. V. 42. P. 17.
77. *Stokes R. H., Young P. G.* // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 611;  
*Stokes R. H., Young P. G.* // *Phys. Rev.* 1969. V. 178. P. 2024.
78. *Горнов М. Г. и др.* // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1998. Т. 62. С. 2209.

79. *Korshennikov A. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 3581.
80. *Markenroth K. et al.* // Nucl. Phys. 2001. V. A679. P. 462.
81. *Meister M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 102501.
82. *Frekers D.* // Nucl. Phys. 2004. V. A731. P. 76.
83. *Rogachev G. V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 232502.
84. *Boutachkov P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 132502.
85. *Wuostaa A. H. et al.* // Phys. Rev. 2005. V. C72. P. 061301(R).
86. *Ryezayeva N. et al.* // Phys. Lett. 2006. V. B639. P. 623.
87. *Skaza F. et al.* // Phys. Rev. 2006. V. C73. P. 044301.
88. *Зельдович Я. Б.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1123;  
*Гольданский В. И.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1637.
89. *Ложкин О., Римский-Корсаков А.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 40, вып. 5. С. 1519;  
*Batusov Y. A. et al.* // Phys. Lett. 1966. V. 22. P. 487.
90. а) *Cerny J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 469;  
б) *Tribble R. E. et al.* // Phys. Rev. 1977. V. C16. P. 1835.
91. *Ryjkov V. L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 012501.
92. *Keeley N. et al.* // Phys. Lett. 2007. V. B646. P. 209 and ref. therein.
93. *Александров Д. В. и др.* // ЯФ. 1982. Т. 35, вып. 2. С. 277;  
*Александров Д. В. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 2115.
94. *Seth K. K., Parker B.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2448.
95. *Bohlen H. G. et al.* // Z. Phys. 1988. V. A330. P. 227.
96. *Bohlen H. G. et al.* // Proc. Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros (Crimea), 5 Oct. 1991 / Eds. Yu. E. Penionzhkevich and R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1992. P. 67–74.
97. *Stolla Th. et al.* // Z. Phys. 1996. V. A356. P. 233–234.
98. *Bohlen H. G.* // Proc. Intern. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991 / Eds. K. Ikeda, Y. Suzuki. Singapore: World Sci., 1991. P. 83.
99. *Meister M. et al.* // Nucl. Phys. 2002. V. A700. P. 3.
100. *Lapoux V., Alamanos N., Keeley N.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2006. V. 49. P. 161.
101. *Горбатов А. М. и др.* // ЯФ. 1989. Т. 50, вып. 6. С. 1551.
102. *Michel N. et al.* // Phys. Rev. 2003. V. C67. P. 054311.
103. *Grigorenko L. V. et al.* // Part. Nucl., Lett. 2009. V. 6, No. 2. P. 118.
104. *Fomichev A. S. et al.* // Eur. Phys. J. 2009. V. A42. P. 465.
105. *Bohlen H. G. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A738. P. 333.
106. *Kobayashi T.* // Proc. 3rd Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993 / Ed. D. J. Morrissey. Ed. Frontiers. N. Y., 1994. P. 169.
107. *Riisager K. et al.* // Nucl. Phys. 1992. V. A540. P. 365.
108. *Zhukov M. V. et al.* // Phys. Rev. 1994. V. C50. P. R1.
109. *Hansen P. G., Jonson B.* // Eur. Phys. Lett. 1987. V. 4. P. 409.
110. *Мигдал А. Б.* // ЯФ. 1973. Т. 16. С. 427.
111. *Hagino K. et al.* // Phys. Rev. 2008. V. C77. P. 054317.

112. Пенионжкевич Ю.Э. // ЯФ. 2011. Т. 74, № 11. С. 1641.
113. Lemasson A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 232701.
114. Penionzhkevich Yu. E. et al. // Eur. Phys. J. 2009. V. A31, No. 36. P. 025104.
115. Basunia M. S. et al. // Phys. Rev. 2007. V. C75. P. 015802.
116. Penionzhkevich Yu. E., Zagrebaev V. I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 96. P. 162.
117. Lemasson A. et al. // Phys. Rev. 2010. V. C82. P. 044617.
118. Seth K. K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1930.
119. а) Thibault C., Klapisch R. // Phys. Rev. 1972. V. C6. P. 1509.  
б) Thibault C., Klapisch R. // Phys. Rev. 1974. V. C9. P. 793.
120. Beiner M., Lombard R. J., Mas D. // Nucl. Phys. 1975. V. A249. P. 1.
121. Jelley N. A. et al. // Phys. Rev. 1975. V. C11. P. 2049.
122. Janecke J. // At. Data Nucl. Data Tables. 1976. V. 17. P. 455.
123. а) van Hees A. G. M., Glaudemans P. W. M. // Z. Phys. 1983. V. A314. P. 323;  
б) van Hees A. G. M., Glaudemans P. W. M. // Z. Phys. 1984. V. A315. P. 223.
124. Atomic Mass Predictions / P. E. Haustein (Spec. Ed.) // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 185.
125. Yao-song Shen, Zhongzhou Ren // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 1158.
126. Белозеров А. В. и др. // Физика тяжелых ионов-85: Сб. аннот. Дубна, 1986. С. 35.
127. Chen L. et al. // Phys. Lett. 2001. V. B505. P. 21.
128. Rogachev G. V. et al. // Phys. Rev. 2003. V. C67. P. 041603R.
129. а) Audi G., Wapstra A. H. // Nucl. Phys. 1993. V. A565. P. 1;  
б) Audi G., Wapstra A. H. // Nucl. Phys. 1993. V. A565. P. 66.
130. Seth K. K. // Proc. 4th Conf. on Nuclei Far from Stability (NFFS), Helsingor, Denmark, 1981 / Ed. L. O. Skolen. CERN, Geneva, 1981. P. 655.
131. Stevenson J. et al. // Phys. Rev. 1988. V. C37. P. 2220.
132. Kitagawa H., Sagawa H. // Nucl. Phys. 1993. V. A551. P. 16.
133. Otsuka T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 082502.
134. Калпакчиева Р., Пенионжкевич Ю.Э., Болен Х.Г. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429–1513.
135. а) Bohlen H. G. et al. // Proc. 8th Intern. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy, 1997 / Ed. E. Gadioli. Univ. of Milano, 1997. P. 425.  
б) Bohlen H. G. // Proc. Intern. Symp. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei, Oct. 1996, Brolo (Messina), Italy / Eds. G. Giardina and F. Hanappe. Singapore: World Sci., 1997. P. 47.
136. Fortier S. et al. // Proc. Intern. Symp. on Exotic Nuclei (EXON2006), Khanty-Mansiysk, Russia, 17–22 July 2006 / Eds. Yu. E. Penionzhkevich and E. A. Cherepanov. Melville, New York, 2007. AIP Conf. Proc. V. 912. P. 3.
137. Golovkov M. S. et al. // Phys. Rev. 2007. V. C76. P. 021605R.
138. Ogloblin A. A. // Z. Phys. 1995. V. A351. P. 355.
139. Fortune T. // Phys. Rev. 2015. V. C91. P. 034306.
140. Barker F. C. // Nucl. Phys. 2004. V. A741. P. 42.
141. Whetstone S. L., Jr., Thomas T. D. // Phys. Rev. 1967. V. 54. P. 1174.

142. *Cosper S. W. et al.* // Phys. Rev. 1967. V. 154. P. 1193.
143. *Vorobiev A. A. et al.* // Phys. Lett. 1969. V. 30B. P. 332.
144. *Poskanzer A. M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 1271.
145. *Безногих Г.Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. V. 30. P. 349.
146. *Artukh A. G. et al.* // Nucl. Phys. 1971. V. A168. P. 321.
147. *Оганесян Ю.Ц. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36, вып. 3. С. 104.
148. *Stevenson J. D., Price J. P.* // Phys. Rev. 1981. V. C24. P. 2102.
149. *Musser J. A., Stevenson J. D.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2544.
150. *Guillemaud-Mueller D. et al.* // Z. Phys. 1985. V. A322. P. 415;  
*Guillemaud-Mueller D. et al.* // Phys. Rev. 1990. V. C41. P. 937.
151. *Sakurai H. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. R2802.
152. *Bayer R. et al.* // Czech J. Phys. 1981. V. B31. P. 1273.
153. а) *Garvey G. T., Kelson I.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 197;  
б) *Garvey G. T. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1969. V. 41. P. S1.
154. *Korshennikov A. A., Danilin B. V., Zhukov M. V.* // Nucl. Phys. 1993. V. A559. P. 208.
155. *Kruppa A. T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 2217.
156. *Pieper S. C.* // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 75.
157. *Kobayashi T. et al.* // Nucl. Phys. 1997. V. A616. P. 223c.
158. *Ostrowski A. N. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. B338. P. 13–19.
159. *Goosman D. R.* // Nucl. Instr. Meth. 1974. V. 116. P. 445.
160. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A745. P. 155.
161. *Sagawa H.* // Nucl. Phys. 1992. V. A538. P. 619c.
162. *Grigorenko L., Zhukov M.* // Phys. Rev. 2008. V. C77. P. 034611.
163. *Al Kalanee T. et al.* // Phys. Rev. 2013. V. C88. P. 034301.
164. *Nollet K. M. et al.* // Phys. Rev. 2012. V. C86. P. 044330.

#### 5.4. Изотопы лития

Мы остановимся только на двух изотопах лития,  $^{10}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Li}$ , необычные свойства которых в последнее время привлекали наибольшее внимание теоретиков и экспериментаторов. Борроманиановское ядро  $^{11}\text{Li}$  состоит из кора  $^9\text{Li}$  и двух валентных нейтронов сверх этого кора. Оно является наиболее ярким представителем ядер с нейтронным гало. Для теоретического описания  $^{11}\text{Li}$  как системы, состоящей из трех тел ( $^9\text{Li} + n + n$ ), необходим учет взаимодействий ( $^9\text{Li} + n$ ) и ( $n + n$ ). Характеристики взаимодействия ( $^9\text{Li} + n$ ) не определены, но информацию о нем можно извлечь из данных о структуре ядра  $^{10}\text{Li}$ , т. е. необходимо иметь данные об основном и низколежащих уровнях этого ядра, которые в настоящее время являются весьма противоречивыми. Интерпретация данных по импульсным распределениям продуктов фрагментации  $^{11}\text{Li}$  также зависит от различных конфигураций в системе ( $^9\text{Li} + n$ ). Кроме того, важно понять, есть ли в  $^{10}\text{Li}$  нейтронные резонансы, построенные на возбужденном  $^9\text{Li}$ -коре. Для этого тоже требуются данные об основном и

низколежащих уровнях ядра  $^{10}\text{Li}$ , которые определяют структуру соседнего ядра  $^{11}\text{Li}$  и границу нейтронной стабильности ядер с  $Z = 3$ .

**5.4.1. Ядро  $^{10}\text{Li}$ .** Ядро  $^{10}\text{Li}$  можно рассматривать как кор ( $^9\text{Li}$ ) плюс валентный нейтрон. В работе [1] среди изотопов легких элементов, образующихся в реакции фрагментации урана пучком протонов, ядро  $^{10}\text{Li}$  обнаружено не было. На этом основании был сделан вывод о его нестабильности относительно испускания нуклонов. Все дальнейшие исследования также свидетельствуют о нейтронной нестабильности ядра  $^{10}\text{Li}$ .

Ядро  $^{10}\text{Li}$  является нечетно-нечетным — имеет 3 протона и 7 нейтронов. Нечетный протон находится на  $1p3/2$ -оболочке, а последний нечетный нейтрон — на  $1p1/2$ -оболочке или на  $2s1/2$ -оболочке (как это имеет место в ядре  $^{11}\text{Be}$  [2], в котором число нейтронов такое же, как и в  $^{10}\text{Li}$ ). Схема уровней  $^{10}\text{Li}$  должна быть достаточно сложной в связи с различными возможными спариваниями нечетного протона с нечетным нейтроном. Низколежащие состояния  $^{10}\text{Li}$  можно представить 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 Нордгейма [3], состояния с четностью  $1^+$  и  $2^-$  (состояния с аномальной четностью  $\pi$  (unnatural parity states), определяемой соотношением  $(-1)^J \pi = -1$ , где  $J$  — спин состояния — целое число) должны лежать ниже вторых состояний из соответствующих конфигураций,  $2^+$  и  $1^-$  (для них  $(-1)^J \pi = 1$ , состояния с нормальной четностью (natural parity states)). Вместе с тем вопрос о том, с каким нейтроном образуется основное состояние  $^{10}\text{Li}$ , до сих пор является открытым.

В 1975 г. в эксперименте с реакцией передачи  $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$  впервые была сделана попытка определить массу ядра  $^{10}\text{Li}$  [4]. Наблюдаемое в этом эксперименте нуклонно-нестабильное состояние (ему авторами приписана положительная четность) было принято за основное с параметрами: избыток массы  $M. E. = 33,83(25)$  МэВ и ширина  $\Gamma = (1,2 \pm 0,3)$  МэВ. Ядро  $^{10}\text{Li}$  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 [5] и 0,21 МэВ [6] и, тем более, предсказанного в работе [7] значения  $(0,062 \pm 0,060)$  МэВ.

Несколько позже авторами работы [8] было сделано предположение, что в работе [4] наблюдалось первое возбужденное состояние с положительной четностью, которое соответствовало оболочечно-модельной конфигурации  $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$  (нейтрон на  $1p1/2$ -оболочке), тогда как основное состояние должно было находиться примерно на 800 кэВ ниже и иметь отрицательную четность (с нейтроном на  $2s1/2$ -оболочке). Основанием для этого вывода послужила работа [8], где в ядре  $^{10}\text{Be}$  было обнаружено состояние  $T = 2$ , которое является аналогом основного состояния ядра  $^{10}\text{Li}$ . По этому состоя-



нию можно было оценить порог распада  $^{10}\text{Li}$  с испусканием нейтрона — он оказался близким к нулю:  $(0,062 \pm 0,060)$  МэВ.

Позднее в работе [9] был измерен спектр протонов, образующихся 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  $\sim 1$  МэВ, который описывался формулой Брейта–Вигнера с энергетической зависимостью ширины в  $s$ -волновом приближении ( $l = 0$ ).

Неопределенность в структуре ядра  $^{10}\text{Li}$  имеется также в теоретических описаниях этого ядра. Расчеты по оболочечной модели, описывающие энергии связи, спины и четности легких ядер с большим избытком нейтронов в модельных пространствах  $(0 + 1)\hbar\omega$  и  $(0 + 2)\hbar\omega$ , привели к предсказанию для двух первых состояний в  $^{10}\text{Li}$ :  $1^+$ ,  $2^+$  и  $2^+$ ,  $1^+$  соответственно [10]. При этом расстояние между уровнями в любой паре составило 0,65 МэВ.

Тем временем для основного состояния  $^{10}\text{Li}$  в новом  $(0 + 1)\hbar\omega$ -модельном расчете было получено значение  $J^\pi = 2^-$  [11]. Второй член дублета ( $1^-$ ) оказался при энергии  $\sim 2,1$  МэВ, а нейтрон на  $p$ -орбите привел к близлежащему дублету  $1^+/2^+$ . В этой работе были предсказаны уровни и в области 4,5 МэВ. В работе [12], для расчета энергетических спектров и объяснения инверсии последовательности заселения уровней в ядрах с  $N = 7$ , в  $(0 + 1)\hbar\omega$ -модельном пространстве привлекалась зависимость кинетической энергии  $sd$ -орбит от изотопического спина. В этой работе для ядра  $^{10}\text{Li}$  было получено основное состояние со спином и четностью  $J^\pi = 2^-$ , первое возбужденное состояние с  $J^\pi = 1^+$  и энергией 0,218 МэВ, а также ряд других возбужденных состояний в области энергий 1,2–1,4, 3,4–3,9 и 4,6–4,8 МэВ.

Несоответствие результатов первых экспериментов [4, 9] и неоднозначность в предсказаниях энергии, спина и четности основного состояния  $^{10}\text{Li}$  привели к необходимости проведения ряда новых экспериментов и теоретических расчетов.

Дальнейшие эксперименты можно условно разделить на три группы по типам реакций. В первой группе экспериментов для получения ядер  $^{10}\text{Li}$  использовались реакции передачи нескольких нуклонов [13–19]. Ко второй группе относятся работы, в которых для исследования ядра  $^{10}\text{Li}$  использовались реакции фрагментации налетающего иона или выбивания нуклона [20–27]. Третья группа — это эксперименты на  $\pi$ -мезонах [28].

Результаты всех экспериментов, известные к настоящему времени, представлены в табл. 5.18 [4, 9, 13–32].

Приведем несколько примеров получения спектроскопической информации о  $^{10}\text{Li}$ , после чего обсудим результаты, полученные разными группами.

Существование состояния  $l = 0$  на пороге развала  $^{10}\text{Li}$  на  $(^9\text{Li} + n)$  обсуждается в работах, в которых измерялись относительные скорости между тяжелым фрагментом ( $^9\text{Li}$ ) и нейтроном [21, 22], а также инвариантная масса для системы  $(^9\text{Li} + n)$  [24, 26] и распределение импульсов нейтронов в совпадении с ядром  $^9\text{Li}$  [25].

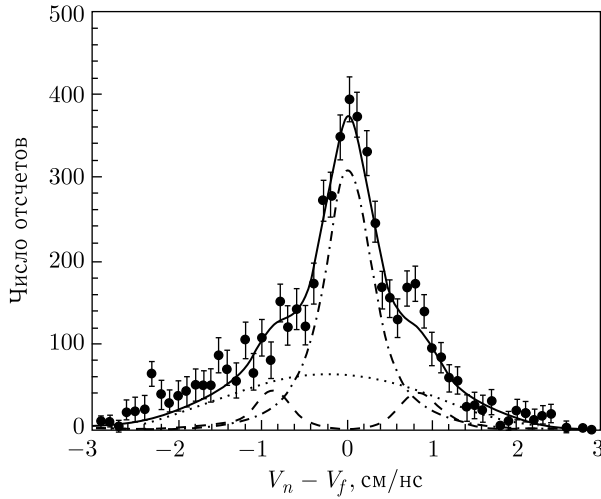


Рис. 5.38. Спектр разности скоростей для ( ${}^9\text{Li} + n$ )-совпадений [22]. Моделирование (сплошная кривая) по методу Монте-Карло включает вклад от  $s$ -волны с длиной рассеяния  $a_s = 30$  фм (штрихпунктирная), от  $p$ -волны с  $E_{\text{decay}} = 538$  кэВ,  $\Gamma_{\text{decay}} = 358$  кэВ (штриховая) и предполагаемый фон (пунктирная)

В работах [21, 22] регистрировались совпадения нейтронов и ядер  ${}^9\text{Li}$ , возникающих при распаде  ${}^{10}\text{Li}$ , образованного при фрагментации  ${}^{18}\text{O}$  с энергией 80 МэВ/А. На рис. 5.38 показан спектр разности скоростей между  ${}^9\text{Li}$  и нейтроном, из которого извлекалась энергия распада. Видно, что доминирует центральный пик вблизи относительной скорости 0 см/нс. Это говорит о том, что в  ${}^{10}\text{Li}$  есть уровень, который распадается путем испускания низкоэнергетичного нейтрона. Заметное увеличение выхода наблюдается и в области  $\pm 0,8$  см/нс. Анализ спектра проводился с учетом испускания нейтрона как с  $l = 0$ , так и с  $l = 1$  орбиты. Попытка описать спектр со значением  $E_R = 0,800$  МэВ, полученным в работе [4], в предположении  $p$ -волнового нейтрона не удалась. Авторам не удалось также описать положение пика с использованием для  $p$ -волнового резонанса значения  $E_R = 0,24$  МэВ, взятого из работы [14], хотя нельзя 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 [21]), и  $p$ -резонанса с энергией распада  $\sim 540$  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 [2], 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 из этого следует, что наблюдается возбужденный уровень  ${}^{10}\text{Li}$  с  $E^* \approx 2,5$  МэВ. Таким образом, на основании этих данных нельзя сделать однозначного вывода о наблюдении основного состояния  ${}^{10}\text{Li}$  вблизи порога.

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

В работе [24], 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 [26] была получена информация о структуре  ${}^{10}\text{Li}$  методом инвариантной массы (рис. 5.39) при развале вторичного пучка  ${}^{11}\text{Li}$  (280 МэВ/А). Важно отметить, что в этой работе предполагалось, что вылетающий фрагмент (кор  ${}^9\text{Li}$ ) находится в основном состоянии. Наблюдаемое при малых энергиях распада резкое увеличение сечения объяснялось лишь наличием волны  $l = 0$  (см. вставку на рис. 5.39). 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 этой работе приведены также расчеты ядра  ${}^{10}\text{Li}$  в рамках QRPA подхода, которые учитывали вклады от заселения  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -нейтронных состояний (рис. 5.39).

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

В работе [25] был 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. Было показано, что взаимодействие в конечном состоянии доминирует и основное состояние  ${}^{10}\text{Li}$  имеет  $l = 0$  и длину рассеяния  $a_s = -20$  фм, что соответствует энергии возбуждения  $< 50$  кэВ. Имеет также место резонанс  $l = 1$  при энергии  $\sim 500$  кэВ. Однако, по мнению авторов, эти выводы являются скорее качественными и вопрос о заселении  $1s_{1/2}$ -орбиты требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Подробно структура ядра  ${}^{10}\text{Li}$  исследовалась в реакциях передачи  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$ ,  ${}^{13}\text{C}({}^{14}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^{10}\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{14}\text{O}){}^{10}\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$  [13, 14, 30, 31]. Выбор различных реакций был обусловлен разной вероятностью заселения уровней ядра  ${}^{10}\text{Li}$ . Таким образом, можно было надеяться разделить и идентифицировать состояния, которые перекрываются из-за их собственной ширины или энергетического разрешения детекторов.

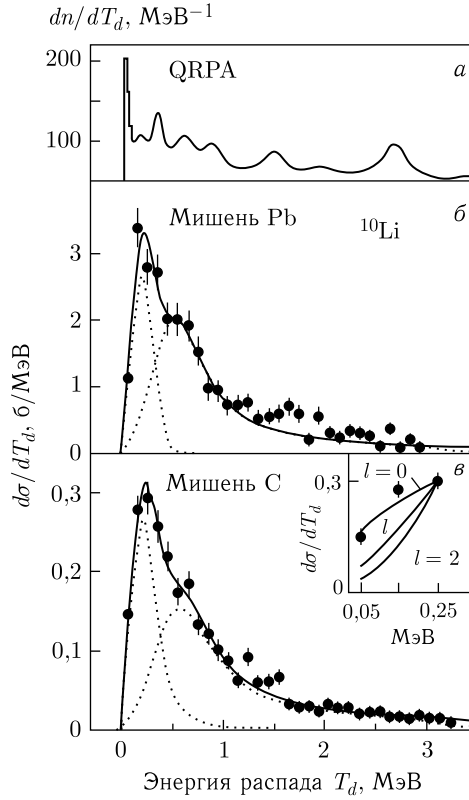


Рис. 5.39. Энергия распада для  $^{10}\text{Li}$ , полученная в анализе инвариантной массы ( $^9\text{Li} + n$ ) после развала на мишенях из свинца (б) и углерода (в) [26]. Спектр описывается двумя компонентами при энергии распада 0,21 и 0,60 МэВ. На вставке — спектр при энергии меньше 250 кэВ в сравнении с сечением, ожидаемым из  $(T_d)^{l+1/2}$ , где  $T_d$  — энергия распада,  $l$  — угловой момент нейтрона. На рис. а — расчет по QRPA-модели

В конечном итоге наибольшая статистика событий была набрана в первой и четвертой реакциях. Они будут рассмотрены нами более подробно.

Хронологически эксперимент с реакцией  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  был последним.

Выбор реакции обмена протона и нейтрона ( $^{12}\text{C}, ^{12}\text{N}$ ) мотивировался следующим. При использовании ядер мишени с  $J^\pi = 0^+$  имеет место переворот спина  $0^+ \rightarrow 1^+$  в бомбардирующем ядре, что будет вызывать подобные переходы и в ядре мишени. Тогда преимущественно будут заселяться состояния с аномальной четностью [31, 33, 34]. Подобная селективность (по сравнению с партнерами из мультиплета) наиболее четко проявилась в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$  по сравнению с заселением уровней  $^{12}\text{B}$  в реакции  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})^{12}\text{B}$ , в которой отсутствует переворот спина ( $^{13}\text{C}_{1/2^-} \rightarrow ^{13}\text{N}_{1/2^-}$ ). Поэтому предполагалось, что в реакции  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  будут достигнуты

наилучшие условия для спектроскопии состояний со спином и четностью  $J^\pi = 1^+, 2^-, 3^+, 4^-$  и т. д.

В эксперименте с реакцией  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ , проведенном при энергии пучка ионов 357 МэВ, магнитный спектрометр Q3D располагался под углом  $0,9^\circ$  относительно направления пучка [14, 30, 31]. Проекция спектров ядер  $^{12}\text{N}$  были построены для трех угловых интервалов ( $0,4 \pm 0,35^\circ$ ,  $0,95 \pm 0,25^\circ$  и  $1,4 \pm 0,3^\circ$ ) в угловом диапазоне  $0-1,75^\circ$ . Энергетическое разрешение составляло около 300 кэВ. На рис. 5.40 представлены спектры для двух первых угловых интервалов. В эксперименте использовалась тонкая ВеО-мишень [35]. Этим объясняется сложный вид спектров — в них имеются вклады от примесей кислорода и углерода в мишени. Для калибровки детекторов и для определения фона от примесей в мишени в идентичных условиях измерялись спектры в реакциях  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$  и  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{N}$ . На рис. 5.40 пока-

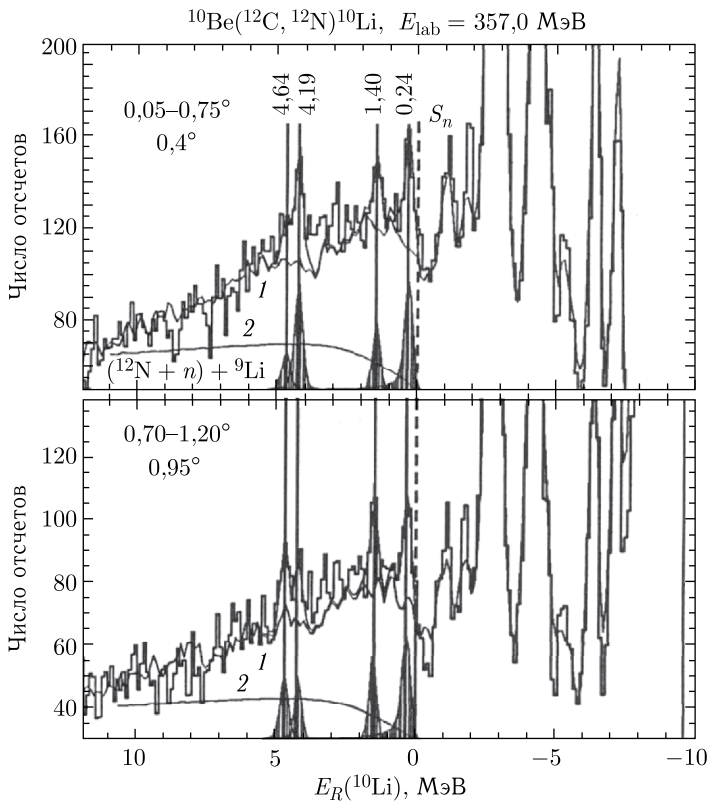


Рис. 5.40. Энергетические спектры ядер  $^{12}\text{N}$  из реакции  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  при энергии пучка ионов  $^{12}\text{C}$  357 МэВ для двух интервалов углов. Кривая 2 — вклад от распада промежуточного ядра  $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$ ; кривая 1 — суммарный вклад от реакций на примесях углерода и кислорода в мишени (нормировка сделана по правой части спектров) и от распада  $^{13}\text{N}^*$ . События после вычета фона соответствуют уровням  $^{10}\text{Li}$ , они вынесены на ось  $E_R$  в виде заштрихованных пиков [31]

зан спектр  $^{12}\text{N}$  из второй реакции. Значения энергий уровней ядер  $^{12}\text{B}$  и  $^{16}\text{N}$ , полученные в этом эксперименте (они хорошо известны), согласуются с данными, приведенными в [36, 37]. Эти спектры дают также абсолютную калибровку в измерениях спектров  $^{10}\text{Li}$ .

В спектрах, приведенных на рис. 5.40, основной выход соответствовал реакциям на примесях в мишени: ядрах кислорода, в несколько меньшей степени — углерода. Вклад этих примесей при фитировании спектров определялся по интенсивности пиков, расположенных в области энергий  $E_R < S_n$ . На рис. 5.40 показан также фон, который связан с распадом высоковозбужденного промежуточного ядра  $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$  (кривая 2). Сумма трех компонент фона (от кислорода, углерода и от распада  $^{13}\text{N}^*$ ) показана кривой 1. События над этой кривой слева от порога  $S_n$  обусловлены реакцией на  $^{10}\text{Be}$ . Резонансные энергии  $E_R$  в максимумах наблюдаемых пиков указаны на рисунке в МэВ.

При угле  $0,4^\circ$  наблюдалось три узких пика с энергиями  $E_R = 0,24(4)$ ,  $1,40(8)$  и  $4,19(10)$  МэВ над порогом развала  $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$ . Они видны в спектре в угловом диапазоне  $0,7\text{--}1,2^\circ$ . Под углами  $0,95^\circ$  и  $1,45^\circ$  наблюдались также пики с энергией  $2,35(10)$  и  $4,64(10)$  МэВ. Самый низлежащий пик (резонанс)  $0,24$  МэВ ( $\Gamma = 0,10(7)$  МэВ) хорошо проявляется под всеми углами. Предполагалось, что этот резонанс является основным состоянием ядра  $^{10}\text{Li}$ ; наиболее вероятно, что это состояние принадлежит конфигурации  $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$  и имеет спин и четность  $J^\pi = 1^+$ . Ему соответствует значение  $Q$ -реакции  $-38,00$  МэВ. Тогда ядро  $^{10}\text{Li}$  имеет избыток массы в основном состоянии  $M. E. = 33,264$  МэВ.

Наблюдаемые в области  $E_R \sim 4\text{--}5$  МэВ два пика с энергиями  $4,19$  и  $4,64$  МэВ отличаются по выходу в разных угловых диапазонах: при  $0,4^\circ$  узкий пик  $4,19$  МэВ более интенсивен, чем в измерениях под углом  $0,95^\circ$ , а пик при энергии  $4,64$  МэВ, наоборот, более интенсивен при большем угле. Пик при  $1,40$  МэВ, который хорошо выделяется при углах  $0,4^\circ$  и  $0,95^\circ$ , не наблюдался под углом  $1,4^\circ$ . Такое поведение этих трех пиков (резонансов  $1,40$ ,  $4,19$  и  $4,64$  МэВ) связано с изменением угловых распределений резонансов.

Очевидно, что 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  $1^-$ ). В этом случае  $s$ -волновой резонанс не наблюдался.

Второе состояние  $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ -конфигурации ( $2^+$ ) также не наблюдалось в реакции  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  (рис. 5.41). Его можно было получить в реакции  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ : в данном случае имеет место другое спаривание по спину и вероятность заселения уровней с нормальной четностью значительна. Дальнейший анализ результатов, полученных в реакции  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  в более широком интервале углов  $1,8 < \theta < 5,2^\circ$ , был проведен в работах [14, 30, 31]. Подробная процедура учета фоновых пиков и анализа спектра дана в работе [31]. После детального анализа спектров было по-

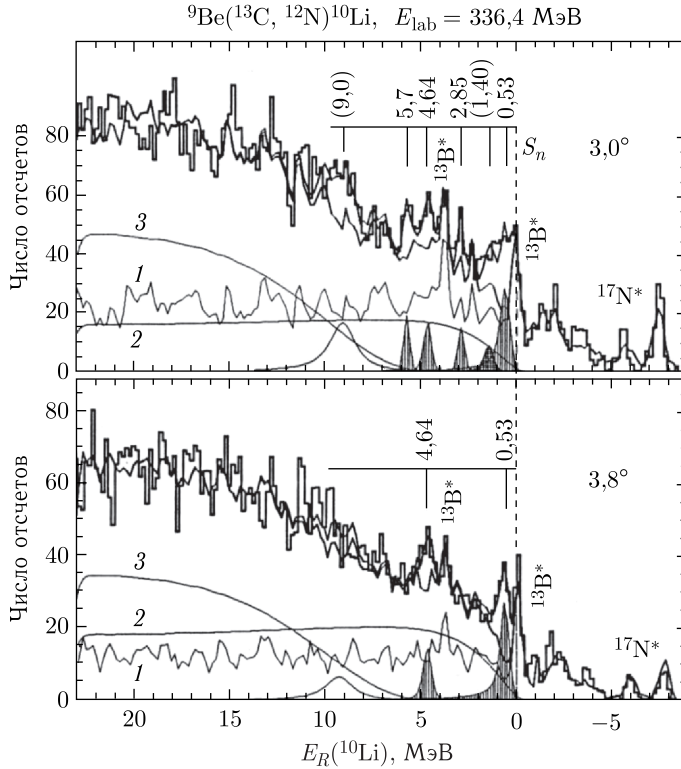


Рис. 5.41. Спектры  ${}^{12}\text{N}$  из реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$  при энергии 336,4 МэВ и двух разных углах реакции. Пики, соответствующие резонансам  ${}^{10}\text{Li}$ , заштрихованы. Кривая 1 — вклад реакций на примесях в мишени;  ${}^{13}\text{B}^*$  и  ${}^{17}\text{N}^*$  — пики из соответствующих фоновых реакций; 2 и 3 — вклад от распада высоковозбужденных  ${}^{13}\text{N}^*$  и  ${}^{14}\text{N}^*$  [31]

лучено, что энергия, соответствующая резонансу ядра  ${}^{10}\text{Li}$ ,  $E_R = 0,53(6)$  МэВ с шириной  $\Gamma = 0,35(8)$  МэВ. Резонанс при  $E_R = 0,53(6)$  МэВ был идентифицирован как  $2^+$ -состояние дублета  $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ -конфигурации.

Это значение  $E_R$  было использовано при фитировании спектра под углом  $3^\circ$ . В результате к широкому распределению вблизи порога можно было приписать и другой резонанс с  $E_R = 1,40(8)$  МэВ. Эта интерпретация кажется оправданной, поскольку в реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$  резонанс с такой же энергией наблюдался в спектре как хорошо выраженный пик. Второй резонанс  ${}^{13}\text{B}$  с  $E^* = 10,22$  МэВ полностью объясняет пик в спектрах под обоими углами в диапазоне  $E_R \approx 3\text{--}4$  МэВ. Справа и слева от него остаются еще 3 пика примерно такой же интенсивности, им соответствуют значения  $E_R = 2,85(7)$ ,  $4,64(10)$  и  $5,7(1)$  МэВ. Кроме того, широкая структура наблюдается при 9,0 МэВ, но ее интерпретация затруднительна и неоднозначна. В спектре при угле  $3,8^\circ$  можно идентифицировать лишь два резонанса ядра  ${}^{10}\text{Li}$ :  $E_R = 0,53$  и  $4,64$  МэВ.

Хотелось бы отметить, что представленные результаты подтверждают правильность выбора двух рассматриваемых реакций с точки зрения их различной селективности при заселении уровней в ядре  $^{10}\text{Li}$ : за исключением резонансов с  $E_R = 1,40$  и  $4,64$  МэВ, которые заселяются как в первой, так и во второй реакции, все остальные — разные. Мы так подробно рассмотрели здесь результаты работ [14, 30, 31], так как, на наш взгляд, в них получены наиболее достоверные результаты о структуре  $^{10}\text{Li}$ . После публикации этих данных была развернута широкая дискуссия о достоверности результатов, что связано с чрезвычайно важной информацией о структуре  $^{10}\text{Li}$ , являющейся основой для понимания структуры более тяжелых ядер, в том числе ядра с двухнейтронным гало  $^{11}\text{Li}$ .

**Выводы о структуре  $^{10}\text{Li}$ .** Самый низколежащий резонанс наблюдался при  $E_R = 0,24$  МэВ над порогом развала  $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$  (табл. 5.18). Он наблюдался во всем угловом диапазоне реакции  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ , которая характеризуется высокой вероятностью заселения состояний с аномальной четностью. В другой реакции,  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ , самый низкий уровень наблюдается при  $0,53$  МэВ. По всей видимости, в этих двух реакциях наблюдалось два разных состояния ядра  $^{10}\text{Li}$ . Поскольку в этих реакциях заселение  $s$ -нейтронных состояний маловероятно [13], обнаруженные два резонанса можно интерпретировать как  $1^+/2^+$ -дублет  $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ -конфигурации. В соответствии с правилами Нордгейма состояние с  $J^\pi = 1^+$  должно быть расположено ниже, чем второе состояние дублета  $2^+$ . Поэтому спин и четность  $1^+$  были приписаны резонансу с  $E_R = 0,24$  МэВ, а спин и четность  $2^+$  — резонансу при  $0,53$  МэВ.

Спин и четность  $J^\pi = 1^+$  можно было приписать состоянию  $0,24$  МэВ также по аналогии с ядром  $^{12}\text{B}$ . Как уже упоминалось ранее, в реакции  $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$  с мишенью из  $^{10}\text{Be}$  ( $0^+$ ) должно наблюдаться поведение при заселении уровней  $^{10}\text{Li}$ , похожее на случай ядра  $^{12}\text{B}$  с мишенью из  $^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ). Подобно ядру  $^{12}\text{B}$  [36], в котором низколежащие уровни имеют такие же нейтронные конфигурации (протон с орбиты  $1p3/2$  спаривается с нейтроном, находящимся на орбите  $1p1/2$ ,  $2s1/2$  или  $1d5/2$ ), состояния  $1^+$  и  $2^-$  в  $^{10}\text{Li}$  должны находиться ниже, чем их партнеры из соответствующих дублетов (состояния  $2^+$  и  $1^-$  соответственно).

В реакции  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  ситуация несколько иная. Здесь может происходить передача трех нуклонов  $+1p - 2n$  или, наоборот,  $-2n + 1p$ . Однако этот случай будет вносить, как нам представляется, малый вклад, так как последовательная передача отдельных нуклонов маловероятна (два нейтрона с разных орбит нельзя считать единым объектом, и они не могут быть переданы одновременно). Поэтому наиболее вероятной представляется двухступенчатая реакция:  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ . Здесь вторая ступень реакции характеризуется переворотом спина. Возможна также реакция  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})^9\text{Li}(^{13}\text{N}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  без переворота спина на первой ступени. Ины-



Таблица 5.18. Экспериментальные данные по резонансам в  $^{10}\text{Li}$ : их энергии ( $E_R$ ), ширины ( $\Gamma$ ) и идентификация

Реакция	$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Идентификация
$^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$0,80 \pm 0,25$	$1,2 \pm 0,3$	g. s.
$^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$	$0,15 \pm 0,15$	$\leq 0,4$	g. s., $s1/2$
$^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^5\text{B})^{10}\text{Li}$	$(< 0,10)$ $0,80 \pm 0,25$	$(< 0,23)$ $0,36 \pm 0,02$	g. s. $p1/2$
$^9\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$	$0,24 \pm 0,06$	0,10	g. s., $p1/2, 1^+$
$^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$	$0,53 \pm 0,06$ $1,40 \pm 0,08$ $2,35 \pm 0,10$ $2,85 \pm 0,06$ $4,19 \pm 0,10$ $4,64 \pm 0,08$ $5,7 \pm 0,1$ (9,0)	$0,30 \pm 0,08$ — — — — — — —	$p1/2, 2^+$ — — — — — — —
$^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$0,25 \pm 0,10$		$p1/2$
$^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$	$\leq 0,15$ $\sim 0,5$		
$^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, n^9\text{Li})X$	$< 0,15$ или $E^* = 2,5$		g. s., $s1/2$ или $E^*$
$^9\text{Be}(^{16}\text{O}, n^9\text{Li})$	$< 0,05$ или $E^* \sim 0,540$		g. s., $s1/2$ или $E^*$ $p1/2$
$^{11}\text{Li}(^{11}\text{Be}) + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$	$\leq 0,05$ $\sim 0,5$		g. s., $s1/2$ $p1/2$
$^{11}\text{Li} + \text{C}(\text{Pb}) \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$	$0,21 \pm 0,05$ $0,62 \pm 0,10$ ( $\sim 1,6$ )	0,12 $0,6 \pm 0,1$	$s1/2$ $p1/2$

ми словами, в случае реакции  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  можно ожидать заселения состояний как с аномальной, так и с нормальной четностью.

Можно предположить, что следующие резонансы  $^{10}\text{Li}$  при энергиях 4,19 и 4,64 МэВ, а также слабый резонанс при 2,85 МэВ соответствуют  $1d5/2$ -нейтрону и имеют такие же спины. Подобные предположения были сделаны в работе [38].

Отметим, что два резонанса — при  $E_R = 2,35(10)$  МэВ с  $\Gamma = 1,2(4)$  МэВ и  $E_R = 2,85(7)$  МэВ с  $\Gamma = 0,3(2)$  МэВ, отнесенные к изотопу  $^{10}\text{Li}$ , перекрывают порог распада в возбужденное ядро  $^9\text{Li}^*$  [39] и нейтрон:  $^9\text{Li}^*(2,69 \text{ МэВ}, 1/2^-) + n$ . Эти резонансы важны при определении вероятности компоненты  $l = 0$  вблизи порога развала  $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$ . Резонансы 2,35 и 2,85 МэВ важны

также при интерпретации данных по фрагментации ядра  $^{11}\text{Li}$ . К обсуждению этого вопроса мы вернемся ниже.

Из табл. 5.18 видно также, что обнаруженные в [13, 14, 30, 31] состояния при  $E_R = 0,24$  и  $0,53$  МэВ были позже подтверждены в работах других авторов, соответственно [22, 26] и [15, 20, 17, 24–28]. Уровень, близкий по энергии  $E_R = 1,4$  МэВ, наблюдался в [27] и, возможно, в [26]. В работе [28] найдено также подтверждение значений  $E_R = 5,7$  и  $9,0$  МэВ.

В работах [13, 14, 30, 31] было обнаружено увеличение выхода  $^{10}\text{Li}$  вблизи порога его развала на  $^9\text{Li} + n$ . Эти результаты интерпретировались как следствие так называемого виртуального «внедренного» (intruder)  $s$ -состояния в системе  $(n + ^9\text{Li})$ , с энергией  $\sim 50$  кэВ, соответствующего длине рассеяния порядка  $-20$  фм (длина рассеяния  $a_s$  и энергия виртуального состояния связаны соотношением  $E = \hbar^2/2\mu a_s^2$ , где  $\mu$  — приведенная масса системы). Другие эксперименты показали, что основное состояние имеет  $p$ -конфигурацию при энергии  $\sim 0,2$  или  $0,5$  МэВ. И, наконец, в ряде работ утверждается, что около порога находятся низколежащие  $s$ - и  $p$ -состояния с энергией соответственно  $\sim 0,05$  и  $0,5$  МэВ.

Рассмотрим это подробнее. В работе [20] для реакции  $p(^{11}\text{Li}, pn)X$  при регистрации совпадений фрагментов с протоном и нейтроном было обнаружено два состояния в  $^{10}\text{Li}$ , одно из которых распадалось в  $^9\text{Li} + n$ , а второе — в  $^8\text{Li} + 2n$ . Поскольку квазисвободное выбивание нейтрона из  $^{11}\text{Li}$  заселяет в основном нейтронно-дырочные состояния, наблюдаемые состояния были отнесены к конфигурациям  $(\nu p 3/2)^4(\nu p 1/2)^1$  и  $(\nu p 3/2)^3(\nu p 1/2)^2$  с энергией  $E_R = 0,42$  и  $5,15$  МэВ соответственно.

Низколежащие уровни  $^{10}\text{Li}$  наблюдались в реакциях передачи  $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$  [15],  $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$  [17] и  $^9\text{Li}(d, p)^{10}\text{Li}$  [18, 19]. В первой реакции [15] (рис. 5.42) происходит подхват двух протонов и срыв одного нейтрона. По селективности она сходна с реакцией  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ . Лучшее описание спектра в этой реакции было достигнуто в предположении наличия двух пиков. Первый — с  $E_R = 100$  кэВ и  $\Gamma < 230$  кэВ, предполагаемый как основное состояние ядра, соответствующее  $s$ - или  $p$ -волне (необходимо учитывать, что в данном случае статистика очень мала и, очевидно,

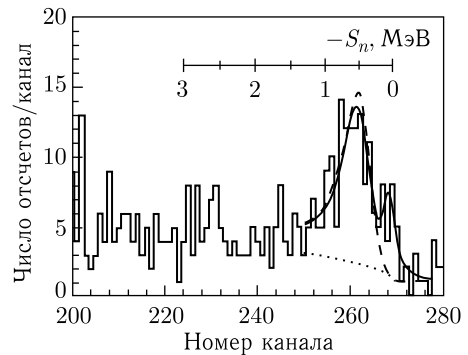


Рис. 5.42. Энергетический спектр из реакции  $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$  при энергии  $130$  МэВ [15]. Сплошная кривая — расчет с учетом  $p$ - и  $s$ -волнового резонансов и фона; штриховая — с учетом  $p$ -волнового резонанса и фона; пунктирная — фон

требуется новое измерение). Второй, статистически более достоверный, уровень наблюдался с  $E_R = 0,538(62)$  МэВ и  $\Gamma = (358 \pm 23)$  кэВ и был интерпретирован как  $p$ -резонанс ( $2^+$ -состояние), в согласии с результатами работ [13, 14, 30, 31].

Еще одно подтверждение существования данного состояния в ядре  $^{10}\text{Li}$  было получено в реакции передачи  $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ , которая в работе [17] исследовалась с большей статистикой и лучшим энергетическим разрешением по сравнению с [4]. В этой работе структура в спектре описывалась  $p$ -волновым резонансом, не связанным на величину  $0,50(6)$  МэВ ( $\Gamma = 0,40(6)$  МэВ); состояние с энергией  $\sim 0,25$  МэВ не наблюдалось. Низкая статистика событий около порога не позволила однозначно выявить существование  $s$ -состояния.

Кинематически полный эксперимент с реакцией срыва нейтрона  $^9\text{Li}(d, p)^{10}\text{Li}$  в обратной кинематике при энергии  $20$  МэВ/А [18] (см. рис. 5.43) был нацелен на регистрацию протона отдачи в совпадении с ядром  $^9\text{Li}$  из развала  $^{10}\text{Li}$  — здесь был определен нижний предел избытка массы  $^{10}\text{Li}$ , который оказался равным  $M.E. = 33,10(8)$  МэВ, что сравнимо с измерением [13, 14, 30, 31]  $M.E. = 33,264(40)$  МэВ (где за основное состояние было принято  $E_R = 0,24$  МэВ) и со значением  $M.E. = 33,051(15)$  МэВ из [15]. Важным результатом работы [18] является наблюдение как основного, так и связанного возбужденного состояния  $^9\text{Li}$  (была определена верхняя граница  $N(^9\text{Li}^*)/N(^{10}\text{Li}, \text{total}) = 0,27$ ). Полученный спектр можно было описать двумя способами: одним резонансом с  $E_R = 0,35(11)$  МэВ и двумя резонансами при  $E_R < 0,2$  и  $0,77(24)$  МэВ.

В ядре  $^{10}\text{Li}$  уровень с энергией  $E_R = 0,35$  МэВ наблюдался также в реакции  $^9\text{Li}(d, p)^{10}\text{Li}$  при энергии пучка  $\approx 2,4$  МэВ/А [19a]. С некоторой осторожностью авторы приписали ему  $p$ -конфигурацию. В работе [19б] этот

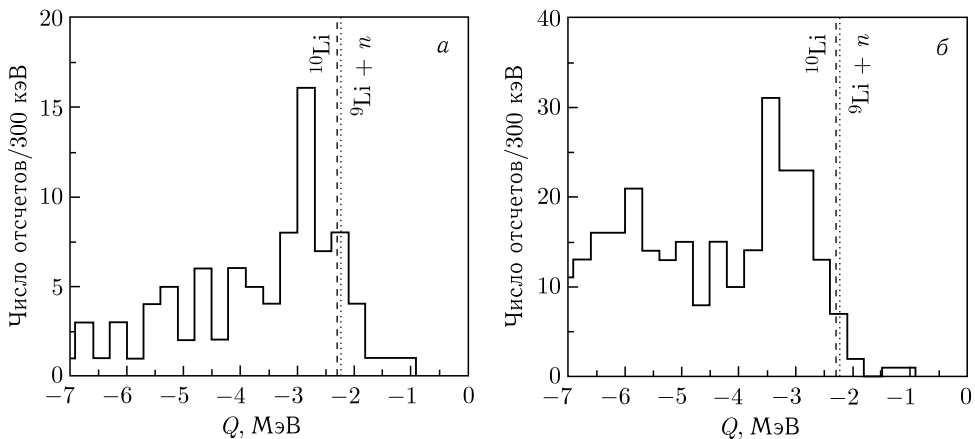


Рис. 5.43. Спектры значения  $Q$ -реакции для измерения с помощью CD-детекторов (а) и стриповых детекторов (б)

резонанс подтвердился ( $E_R \approx 0,38$  МэВ и  $\Gamma \approx 0,2$  МэВ). Удовлетворительное описание данных было получено с учетом  $l = 0$  виртуального состояния с отрицательной длиной рассеяния  $a_s = -(13-24)$  фм, что соответствует  $E_R = 22-76$  кэВ.

Существование  $l = 0$  резонанса вблизи порога развала  $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$  обсуждалось также в работах, где измерялись спектр относительной скорости фрагментов ( $^9\text{Li}$  и нейтрона) [21-23, 27], инвариантная масса для системы ( $^9\text{Li} + n$ ) [24, 26], распределение импульсов нейтронов в совпадении с ядром  $^9\text{Li}$  [25] и спектр недостающих масс для протонов в реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)$  [28] (см. табл. 5.18).

В реакциях фрагментации  $^{18}\text{O} + \text{C}$  и  $^{18}\text{O} + ^9\text{Be}$  [21, 22] в полученных спектрах относительной скорости системы ( $^9\text{Li} + n$ ) доминирует пик вблизи 0 см/нс (рис. 5.38). Это означает, что в  $^{10}\text{Li}$  есть уровень, который распадается путем испускания нейтрона с малой энергией. Попытка [22] описать спектр в предположении испускания  $p$ -волнового нейтрона не удалась, так же как не удалось описать пик с использованием для  $p$ -волнового резонанса значения  $E_R = 0,24$  МэВ, взятого из эксперимента (например, [14]), хотя нельзя было полностью исключить его вклад в измеренный спектр. Более удачным оказался анализ данных с использованием  $s$ -волны и уровня с  $E_R < 50$  кэВ и  $p$ -резонанса с  $E_R \approx 540$  кэВ. Аналогичный результат был получен при анализе распределений импульсов нейтронов в совпадении с ядром  $^9\text{Li}$ , измеренных в реакциях с пучками  $^{11}\text{Be}$  и  $^{11}\text{Li}$ . Оказалось, что взаимодействие в конечном состоянии доминирует и основное состояние  $^{10}\text{Li}$  характеризуется значениями  $l = 0$  и  $E_R < 50$  кэВ, а также что имеет место  $l = 1$  резонанс при энергии  $\sim 500$  кэВ [25]. Резонансы с  $E_R \approx 500$  кэВ, найденные в [22, 25], находятся в согласии с измерениями [13, 14, 30, 31].

В работе [27] распределение относительной энергии между нейтроном и  $^9\text{Li}$  привело к идентификации, кроме состояния «рассеяния» с  $a_s = -30$  фм, еще двух уровней в районе 0,5 и 1,49 МэВ, которые совпадают со вторым и третьим состояниями, обнаруженными в опытах [13, 14, 30, 31].

Пик при  $\sim 500$  кэВ был обнаружен также в работе [24], где в реакции фрагментации вторичного пучка  $^{11}\text{Li}$  использовался метод инвариантной массы для системы ( $^9\text{Li} + n$ ). В работе [26], где тоже использовался метод инвариантной массы при развале  $^{11}\text{Li}$ , наблюдаемое при малых энергиях распада резкое увеличение сечения могло объясниться лишь наличием нейтрона с  $l = 0$ . Здесь было обнаружено два низколежащих резонанса при энергии 0,21(5) МэВ (сравнимой со значением 0,24 МэВ [13, 14, 30, 31]) и 0,62(10) МэВ и не исключалось наличие резонанса при энергии  $\sim 1,6$  МэВ.

В последней работе по изучению несвязанной системы  $^{10}\text{Li}$  использовалась реакция выбивания нуклона в обратной кинематике с релятивистскими пучками  $^{11}\text{Li}$  и  $^{14}\text{Be}$ . Основное состояние идентифицировалось как виртуальное  $s$ -состояние с длиной рассеяния  $-22,4$  (4,8) фм. Было обнаружено также

возбужденное состояние, которое интерпретировалось как  $p$ -состояние при  $0,566(14)$  МэВ с шириной  $0,548(30)$  МэВ [32] (см. табл. 5.18).

Таким образом, из всего вышесказанного следует, что состояния с энергией  $E_R \sim 250$  и  $500$  кэВ обнаружены во многих работах и согласуются с результатами [13, 14, 30, 31]. Получено также подтверждение существования уровней при  $E_R \sim 1,4, 5,7$  и  $9,0$  МэВ.

Можно предположить также, что резонансы  $E_R = 2,35$  и  $2,85$  МэВ, которые наблюдались в  $^{10}\text{Li}$  и которые перекрывают порог  $^9\text{Li}^*(2,69 \text{ МэВ}) + n$ , объясняют наличие событий при нулевой относительной скорости или при малых энергиях в спектрах инвариантной массы. Эти состояния могут распадаться в основное состояние  $^9\text{Li}$  и в его нуклонно-стабильное возбужденное состояние. Второй распад имитирует распад уровня  $^{10}\text{Li}$  с низкой энергией (вблизи порога развала).

Структура ядра  $^{10}\text{Li}$  исследовалась в ряде теоретических работ. Было предсказано существование ряда уровней [10–12, 40–45]. Однако надо отметить, что предсказания для основного состояния отличаются: из одних расчетов следует, что последний нейтрон находится на  $s$ -орбите, т. е. имеет место инверсия уровней, как в  $^{11}\text{Be}$ , и тогда  $J^\pi = 2^-$  [8, 11, 12, 41, 46], из других — что он находится на  $p$ -орбите и  $J^\pi = 1^+$  [43, 44, 47]. К заключению о том, что ядро  $^{10}\text{Li}$  почти не связано и его структура соответствует нейтрону в  $l = 0$  состоянии, пришли также авторы работ [42, 48].

В работе [26] приведены расчеты ядра  $^{10}\text{Li}$  в рамках QRPA подхода, которые учитывали вклады от заселения  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -нейтронных состояний. Из этих расчетов следует, что непосредственно у порога заселяются состояния  $1^-$ ,  $2^-$  (нейтрон занимает  $s$ -орбиту), в последующих структурах доминируют состояния  $1^+$ ,  $2^+$  (нейтрон находится на  $p_{1/2}$ -орбите), а при  $1,5$  и  $2,6$  МэВ сечения обусловлены наложениями  $s$ - и  $d$ -орбит.

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, и на систематику 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 [41]. Иными словами, была определена наиболее вероятная последовательность первых уровней ядра  $^{10}\text{Li}$ , которое при этом предсказывалось нестабильным к испусканию нейтрона на величину  $27$  кэВ и с основным состоянием, принадлежащим дублету с конфигурацией  $[\pi 1p_{3/2} \otimes \nu 2s_{1/2}]$ .

В работах [45а,б] было рассчитано  $s$ -виртуальное состояние с энергией  $50$  кэВ, но со спином  $1^-$  или  $2^-$  (т. е. спин не был определен).  $S$ -виртуальное состояние при  $135$  кэВ от порога развала предсказывалось в работе [49].

Кроме того, в ряде работ было показано, что существование низколежащего  $s$ -виртуального состояния в системе ( ${}^9\text{Li} + n$ ) играет важную роль для понижения структуры ядра  ${}^{11}\text{Li}$ : расчеты радиуса ядра  ${}^{11}\text{Li}$  и расстояния между нейтронами, образующими его гало, показали, что виртуальное состояние в  ${}^{10}\text{Li}$  может быть до 300 кэВ [50], но не меньше 100 кэВ [51]; для описания импульсных распределений продуктов развала  ${}^{11}\text{Li}$  потребовалось значение в пределах 50–200 кэВ для низколежащего  $s$ -состояния в  ${}^{10}\text{Li}$  (например, [25, 45а,б, 46]). Здесь необходимо отметить, что исходя из энергий связи изобар-аналоговых состояний в работе [52] было определено, что для основного состояния  ${}^{10}\text{Li}$  значение  $E_R$  находится в пределах 0,032–0,229 МэВ.

Вместе с тем в работах [45в,г] было вычислено положение низколежащего  $p$ -резонанса при 500 кэВ. Такое состояние было обнаружено экспериментально в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$  [14]. Состояние со спином  $2^+$  (0,540 МэВ) было воспроизведено расчетом и в работах [45а,б]. Надо отметить, что в этих расчетах было получено и второе  $p$ -состояние:  $1^+$  с энергией  $(0,35 \pm 0,15)$  МэВ. В пределах погрешности это согласуется с измеренным значением  $(0,24 \pm 0,04)$  МэВ ( $1^+$ ) в реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$  [14].

В работе [43] виртуальное  $s$ -состояние не предсказывается и делается вывод о том, что основное состояние (в согласии с данными [14, 30, 31]) имеет  $J^\pi = 1^+$ . Было предсказано существование пяти возбужденных уровней (при  $E_R \sim 1,8, 2,6, 4,7, 5,7$  и  $6,1$  МэВ). При этом состояния при 1,8 и 6,1 МэВ были идентифицированы как  $2^-/1^-$  дублет из конфигурации  $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 2s1/2]$ , что согласуется с правилами Нордгейма [3] и с расчетом, сделанным в модельном пространстве  $(0 + 1)\hbar\omega$  [10] (отметим, что в [10] в пространстве  $(0 + 2)\hbar\omega$  для основного состояния было установлено  $J^\pi = 2^+$ ).

В работе [44] на основе микроскопического расчета с кластерной структурой  ${}^{10}\text{Li}$  типа ( ${}^9\text{Li} + n$ ) и с учетом возбуждения кора  ${}^9\text{Li}$  было показано, что, даже если и имеет место  $s$ -резонанс, он, скорее всего, не является основным состоянием. Для основного состояния было предсказано  $J^\pi = 1^+$ , для первого возбужденного состояния  $J^\pi = 2^+$ , что также находится в согласии с интерпретацией спина и четности основного состояния  ${}^{10}\text{Li}$  [13, 14, 30, 31].

Таким образом, при сравнении результатов всех упомянутых работ следует, что в области энергий  $E_R < 1$  МэВ наблюдаются два низколежащих состояния ядра  ${}^{10}\text{Li}$  при энергиях  $\sim 200$ – $250$  кэВ ( $J^\pi = 1^+$ ) и  $500$ – $600$  кэВ ( $J^\pi = 2^+$ ). Уровень с энергией 240 кэВ наблюдался в реакции  ${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$  и был интерпретирован как  $p$ -резонанс. Возбуждение уровня с энергией 540 кэВ наблюдалось в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$  и в ряде других работ. Выводы, сделанные в большинстве работ, подтверждают его интерпретацию как  $p$ -резонанса. Большинство обнаруженных [13, 14, 30, 31] уровней  ${}^{10}\text{Li}$  включены в систематику уровней этого ядра, использующуюся в таблицах ядерных данных [39].

Рассматривая результаты всех работ, мы приходим к выводу о том, что данные об основном состоянии ядра  $^{10}\text{Li}$  противоречивы и вопрос о том, является это состояние  $s$ - или  $p$ -резонансом ( $2s1/2$  или  $1p1/2$  нейтронное состояние), до сих пор остается открытым. Не исключено, что вблизи порога имеет место вклад обоих состояний. Подобное предположение было выдвинуто в работе [46] как необходимое условие при описании  $^{11}\text{Li}$  ( $^9\text{Li} + n + n$ ). Но надо учитывать, что по форме резонанса, расположенного вблизи порога, как показано в работе [53], весьма трудно определить значение  $l$  (0 или 1) и даже точное значение резонансной энергии (пик может быть достаточно широким, перекрывать порог и приобретать асимметричную форму). Нам представляется, что необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования ядра  $^{10}\text{Li}$ , что связано с возможным присутствием внедренного  $s$ -состояния. При этом возникает вопрос: вписывается ли  $^{10}\text{Li}$  в тенденцию понижения  $s1/2$ -уровня по отношению к  $p1/2$ -состоянию, как это имеет место в изотопах с  $N = 7$ .

Таким образом, несмотря на то, что мы приблизились к лучшему пониманию загадки структуры  $^{10}\text{Li}$ , все еще нет единого мнения о значении энергии основного состояния  $^{10}\text{Li}$ . Его спин и четность не определены однозначно. Следует продолжить экспериментальные исследования структуры  $^{10}\text{Li}$ , используя новые методы и подходы, например, регистрацию  $\gamma$ -лучей. В постановке экспериментов с определением инвариантной массы интерпретация спектров может быть однозначной, только если регистрируемые ядра связаны лишь в основном состоянии или регистрируются  $\gamma$ -лучи в случае наличия в них нуклонно-стабильных возбужденных состояний. Из всех реакций, приведенных выше, реакции передачи нуклонов с образованием двух ядер в выходном канале представляются наиболее эффективными для изучения структуры ядра  $^{10}\text{Li}$ .

**5.4.2. Ядро  $^{11}\text{Li}$ .** Ядро  $^{11}\text{Li}$  было впервые обнаружено при фрагментации урановой мишени протонами с энергией 5,3 ГэВ [1]. Этот результат оказался довольно неожиданным, поскольку в соответствии с экстраполяциями по методу Гарви–Келсона [54]  $^{11}\text{Li}$  ожидался не связанным на 2,5 МэВ.

Измерение избытка массы  $^{11}\text{Li}$  проводилось в нескольких работах [55–58]. Первые результаты [55, 56] сильно расходились и характеризовались большой погрешностью. Для изучения структуры этого ядра было необходимо более точное определение избытка массы ( $M.E.$ ) и энергии отделения двух слабосвязанных нейтронов ( $S_{2n}$ ). В дальнейших измерениях, проведенных в работах [57, 58], избыток массы ядра был уточнен и принято значение  $M.E. = (40,797 \pm 0,019)$  МэВ, что соответствовало энергии отделения двух нейтронов  $S_{2n} = (300 \pm 19)$  кэВ [59]. Отметим, однако, более позднюю работу [60], в которой с лучшей точностью было определено  $S_{2n} = (378 \pm 5)$  кэВ. Отметим также работу, в которой масса  $^{11}\text{Li}$  определялась из измерений

значения  $Q$ -реакции  ${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^3\text{H}$  и энергии отделения двух нейтронов  $S_{2n} = (363 \pm 22)$  кэВ [61].

В последние годы ядро  ${}^{11}\text{Li}$  больше других легких ядер привлекало внимание как экспериментаторов, так и теоретиков, поскольку это ядро является наиболее ярким представителем ядер с гало. В принципе, нейтронное гало может проявляться в ядрах, у 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  ${}^{11}\text{Li}$ . Энергия связи двух нейтронов  $S_{2n}$  в ядре  ${}^{11}\text{Li}$ , как сказано выше, около 300 кэВ (малая величина по сравнению с  $S_{2n} \geq 10$  МэВ для стабильных ядер) в экспериментах с использованием пучков радиоактивных ядер [62]. 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. 5.19 показаны значения радиусов взаимодействия для  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Li}$ , а также среднеквадратичные радиусы распределения нуклонов, полученные с помощью глауберовской теории.

Таблица 5.19. Радиусы взаимодействия и среднеквадратичные радиусы [фм] для  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Li}$  [62, 63]

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

Выяснилось, что радиус  ${}^{11}\text{Li}$  больше ожидаемого по систематике для менее нейтронно-избыточных изотопов лития: среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества в  ${}^{11}\text{Li}$   $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 3,10\text{--}3,55$  фм (для  ${}^9\text{Li}$  эта величина определена в пределах 2,30–2,45 фм). Позже было измерено распределение поперечного импульса  ${}^9\text{Li}$  [64], образованного в реакции фрагментации  ${}^{11}\text{Li}$ , — оно оказалось более узким, чем предполагалось в модели Гольдхабера [65]. 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 было показано, что увеличение размера  ${}^{11}\text{Li}$  нельзя объяснить деформацией [66]. Модельно-зависимые расчеты радиуса орбит валентных нейтронов дали отличные друг от друга, но аномально большие значения:  $\sim 4,7\text{--}12$  фм, а импульсные распределения фрагментов развала  ${}^{11}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n + n$  оказались значительно уже, чем у обычных ядер. Подобные отклонения, полученные в экспериментах по исследованию ядра  ${}^{11}\text{Li}$ , по сравнению с обычными ядра-



ми были первыми признаками существования нейтронного гало в нейтронно-избыточных нуклидах, расположенных вблизи границы стабильности [67].

Ядро  $^{11}\text{Li}$  — борроманиановское ядро: его можно представить в виде кора ( $^9\text{Li}$ ) и двух нейтронов. Каждая из подсистем ( $^9\text{Li} + n$ ) и  $(n + n)$  не связана. Поэтому в ядре  $^{11}\text{Li}$  важную роль играют корреляции в двухчастичных подсистемах для увеличения 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) [68, 69].

Кроме исследований основного состояния  $^{11}\text{Li}$  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 обнаруженного в эксперименте высокого значения сечения электромагнитной диссоциации пучка  $^{11}\text{Li}$  на свинцовой мишени [70]. В разных моделях значение мягкого дипольного резонанса предполагалось в области низкой энергии возбуждения, от 0,4 до 1,3 МэВ [57, 69, 71–73]. В ряде других работ также предсказывались возбужденные уровни  $^{11}\text{Li}$  [10, 11, 26, 74–77].

Впервые в работах [78, 57], где ядро  $^{11}\text{Li}$  получалось в реакции двойной перезарядки на  $\pi$ -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 недостающих масс, полученный в этой реакции, показан на рис. 5.44 для угла  $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$ .

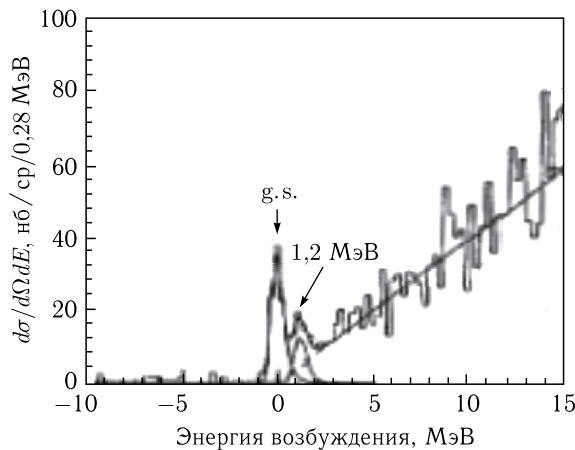


Рис. 5.44. Спектр недостающих масс для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$  при энергии 164 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 20^\circ$  [78, 57]

Позже экспериментальная информация о возбужденных состояниях  $^{11}\text{Li}$  была опубликована в работах [26, 79–82]. Экспериментальному изучению мягкого дипольного резонанса в ядре  $^{11}\text{Li}$  посвящены работы [83–85].

Для поиска возбужденных состояний  $^{11}\text{Li}$  были использованы реакции передачи трех нуклонов  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Li}$  и  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$  при энергии пучка  $^{14}\text{C} \approx 24$  МэВ/А [79] в угловых диапазонах  $4,1 < \theta_{\text{лаб}} < 5,9^\circ$  в случае первой и  $1 < \theta_{\text{лаб}} < 3,5^\circ$  — в случае второй реакции. В первой реакции происходил подхват одного протона и срыв двух нейтронов, в результате чего была возможна передача этих двух нейтронов на свободные оболочки ядра-коря  $^9\text{Li}$ . Вторая реакция соответствовала подхвату трех протонов, и максимальный выход ожидался для основного состояния. Полученные результаты представлены на рис. 5.45. В обеих реакциях наблюдались основное и три возбужденных состояния, которым соответствовали усредненные по двум экспериментам значения  $E^* = 2,48, 4,86$  и  $6,22$  МэВ с ширинами  $\Gamma = 1,2(2)$  МэВ,  $< 0,1$  МэВ и  $< 0,1$  МэВ соответственно. Авторами не исключалось, что пик при  $E^* = 2,48$  МэВ мог содержать несколько резонансов. Хотя эксперимент с реакцией  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$  оказался с низкой статистикой, в нем,

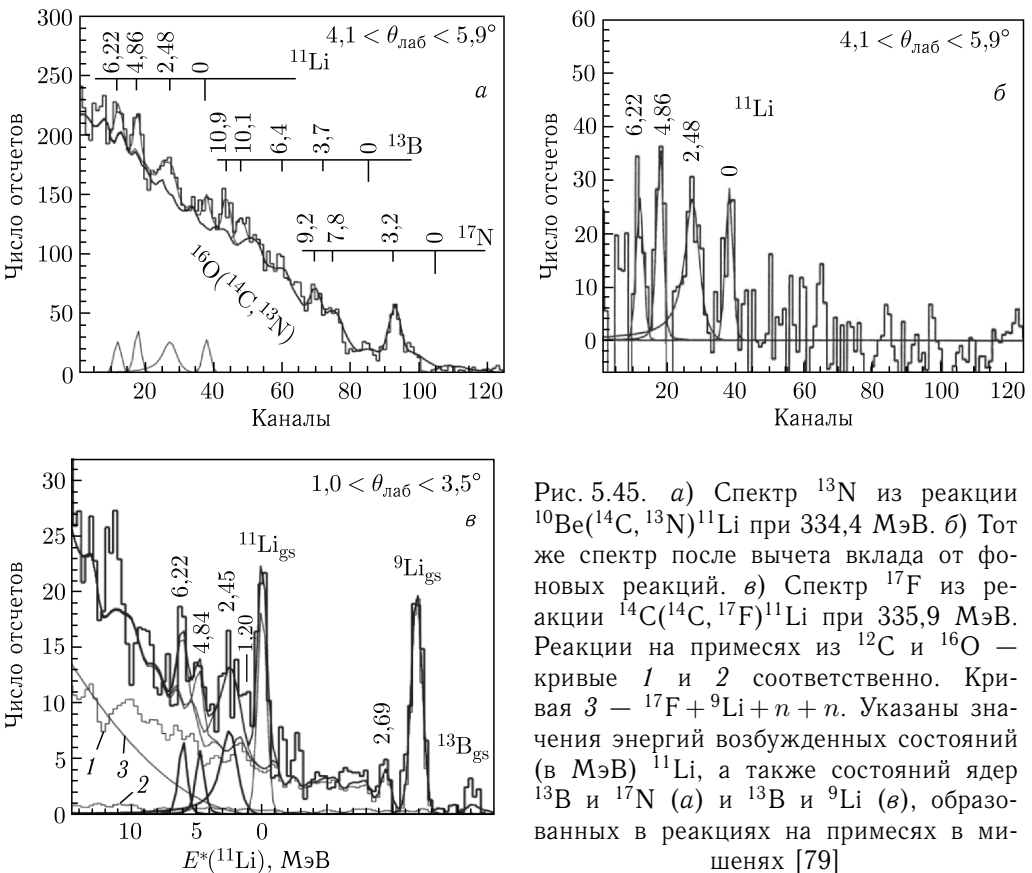


Рис. 5.45. а) Спектр  $^{13}\text{N}$  из реакции  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Li}$  при 334,4 МэВ. б) Тот же спектр после вычета вклада от фоновых реакций. в) Спектр  $^{17}\text{F}$  из реакции  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$  при 335,9 МэВ. Реакции на примесях из  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  — кривые 1 и 2 соответственно. Кривая 3 —  $^{17}\text{F} + ^9\text{Li} + n + n$ . Указаны значения энергий возбужденных состояний (в МэВ)  $^{11}\text{Li}$ , а также состояний ядер  $^{13}\text{B}$  и  $^{17}\text{N}$  (а) и  $^{13}\text{B}$  и  $^9\text{Li}$  (в), образованных в реакциях на примесях в мишенях [79]

возможно, также наблюдался пик при энергии возбуждения  $E^* \approx 1,2$  МэВ; заметное количество событий видно и при 11 МэВ. Между тем в реакции  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Li}$  резонанс при  $E^* \approx 1,2$  МэВ не наблюдался (на его месте есть минимум в спектре).

На рис. 5.45, *а* представлен спектр, полученный в реакции  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Li}$ . Большинство событий соответствует реакции на ядре  $^{16}\text{O}$  в ВеО-мишени. Были проведены измерения в реакции  $(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})$  на мишени из кислорода ( $\text{V}_2\text{O}_5$ ). Значения энергий возбужденных состояний  $^{17}\text{N}$  обозначены на рисунке, а нормировка сделана по пику при  $E^* \approx 3,2$  МэВ. Часть событий может быть отнесена к вкладу от реакции на примеси ядер  $^{12}\text{C}$  в мишени — они обозначены в шкале энергий возбуждения ядра  $^{13}\text{B}$ . В реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$ , как будет показано позже, пики, соответствующие  $^{13}\text{B}$ , с энергией выше 11 МэВ не наблюдались [86]. Спектр ядра  $^{11}\text{Li}$  после вычета фона представлен на рис. 5.45, *б*. Статистическая достоверность отмеченных пиков более  $2,3\sigma$ .

Из рис. 5.45, *в* видно, что действительно в реакции подхвата трех протонов  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$  основное состояние  $^{11}\text{Li}$  заселяется с наибольшей вероятностью. То же самое можно сказать и для реакции на примеси из  $^{12}\text{C}$  (кривая 1). Вклад последней учитывался с помощью независимого измерения сечения реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^9\text{Li}$  (рис. 5.46). В ядре  $^{17}\text{F}$  имеется связанное состояние при  $E^* = 0,495$  МэВ ( $J^\pi = 1/2^+$ ), однако видно, что в обеих реакциях оно заселяется очень слабо по сравнению с основным состоянием и поэтому не может повлиять на интерпретацию спектра  $^{11}\text{Li}$  в этой области энергий. На рис. 5.45, *в* кривая 2 соответствует вкладу от примеси атомов кислорода

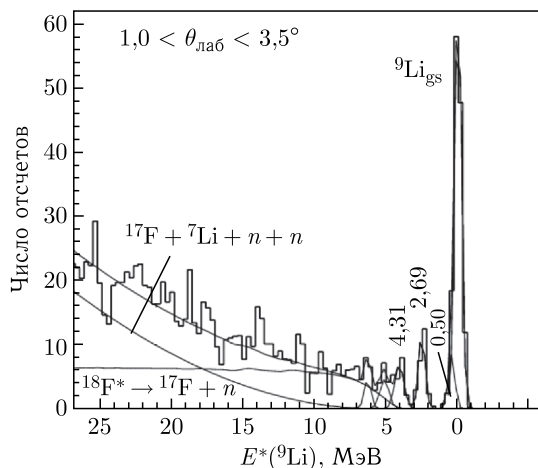


Рис. 5.46. Спектр из фоновой реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^9\text{Li}$  при энергии 335,9 МэВ. Показаны распределения, соответствующие распаду высоковозбужденного ядра  $^{18}\text{F}^* \rightarrow ^{17}\text{F} + n$  и 4-частичному фазовому пространству  $^{17}\text{F} + ^7\text{Li} + n + n$  [79]

в мишени из  $^{14}\text{C}$  (ядро отдачи  $^{13}\text{B}$ ). Кривая 3 обозначает вклад 4-частичной реакции  $^{17}\text{F} + ^9\text{Li} + n + n$ .

В более поздних экспериментах по поиску возбужденных состояний  $^{11}\text{Li}$  был использован вторичный пучок ядер  $^{11}\text{Li}$  с энергией  $\sim 70$  МэВ/А, которые рассеивались на протонах [80б, 87]. Были измерены инклюзивные спектры протонов, а также корреляции продуктов диссоциации  $^{11}\text{Li}$  (один пример представлен на рис. 5.45, 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, состояния при  $E^* = (1,25 \pm 0,15)$ ,  $(3,0 \pm 0,2)$ ,  $(4,9 \pm 0,25)$ ,  $(6,4 \pm 0,25)$  и  $\sim (11,3 \pm 0,35)$  МэВ. На рис. 5.45, 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  $L = 0, 1, 2, 3$  [80б].

Возбужденные состояния  $^{11}\text{Li}$  исследовались также в реакции захвата пионов  $^{14}\text{C}(\pi^-, pd)^{11}\text{Li}$  при энергии 30 МэВ [81]. Результат этой работы показан на рис. 5.47. Были идентифицированы 4 пика: основное 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  $\sim 1$  МэВ наблюдалось также в спектре энергии возбуждения  $^{11}\text{Li}$ , рассчитанном из инвариантной массы системы  $(^9\text{Li} + n + n)$  при развале вторичного пучка  $^{11}\text{Li}$  на углеродной и свинцовой мишенях [26, 83б, 84], при энергиях пучка  $^{11}\text{Li}$  соответственно 28, 42 и 280 МэВ/А. При энергии 280 МэВ/А [26] на свинцовой мишени было получено распределение до более высоких энергий возбуждения, и в нем была обнаружена структура, которую можно было интерпретировать как  $E1$ -возбуждение с двумя компонентами, одна с энергией 1,0(1) МэВ

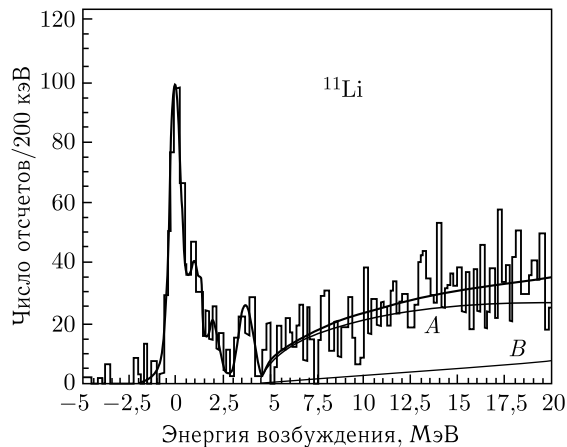


Рис. 5.47. Спектр недостающих масс для реакции  $^{14}\text{C}(\pi^-, pd)^{11}\text{Li}$  после вычета фона на примеси  $^{12}\text{C}$ . Кривая  $A$  — расчет фазового пространства для развала  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + ^2n$ ; кривая  $B$  — расчет фазового пространства для развала  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li}(\text{g. s.}) + ^2n + n$  [81]

и вторая — 2,4(2) МэВ. QRPA расчеты [26] предсказывают структуры при 1,4 и 2,3 МэВ. Они согласуются с расчетом [73], где были получены две компоненты в вероятности дипольного возбуждения (dipole strength): 0,7 и 2,7 МэВ. Было предположено, что первая компонента соответствует движению нейтронов гало относительно кора, а вторая — возбуждению первого уровня (2,69 МэВ) самого ядра-кора  ${}^9\text{Li}$ .

**Выводы о ядерной структуре  ${}^{11}\text{Li}$ .** Ядро  ${}^{11}\text{Li}$  представляет интерес как ядро с магическим числом нейтронов  $N = 8$ . В связи с этим следует в первую очередь обратить внимание на расчеты, выполненные в рамках оболочечной модели. Расчеты спектра  ${}^{11}\text{Li}$  в  $(0 + 1)\hbar\omega$ -модельном пространстве предсказывают возбужденные состояния с энергией 2,68, 3,13, 3,62 МэВ, а в  $(0 + 2)\hbar\omega$ -модельном пространстве — 4,58 МэВ и два состояния выше 21 МэВ [10]. Более поздние  $(0 + 1)\hbar\omega$ -расчеты той же группы [11] приводят к уровням 0,37, 0,97, 2,90 и 3,03 МэВ. В других расчетах, также выполненных в рамках оболочечной модели, были получены уровни при энергиях 1,49, 1,83, 1,87, 2,68 и 3,25 МэВ [77], 4,84 или 5,21 МэВ [75]. Кластер-орбитальная оболочечная модель при оценке вероятности дипольного возбуждения  ${}^{11}\text{Li}$  дала 0,7 и 2,7 МэВ [73]. Надо отметить, что в [73] состояние при 2,7 МэВ приписывалось возбуждению первого уровня (2,69 МэВ) в ядре-коре  ${}^9\text{Li}$ . Расчеты спектра  ${}^{11}\text{Li}$  в трехчастичном рассмотрении [76] предсказывают состояния с энергией порядка 1, 1,4, 1,6, 1,9, 3,0 и 3,5 МэВ; в работе [45б] для дипольных возбужденных состояний были получены значения энергии в диапазоне 0,6–1,0 МэВ. Состояние с энергией  $\sim 3,1$  МэВ предсказывалось и в [44]. Состояния при энергиях 1,4 и 2,3 МэВ были получены в QRPA расчетах [26]. Насколько правильны предсказания, можно судить, сравнивая их с известными к настоящему времени экспериментальными результатами для уровней ядра  ${}^{11}\text{Li}$ .

На рис. 5.48 приведены экспериментально измеренные уровни ядра  ${}^{11}\text{Li}$ . Отмечены также пороги распада  ${}^{11}\text{Li}$  с испусканием двух, трех и четырех нейтронов. Для сравнения показана и схема уровней ядра-кора  ${}^9\text{Li}$ .

Результаты расположены в хронологическом порядке, данные [79] приведены в третьей колонке — до их публикации для ядра  ${}^{11}\text{Li}$  был известен лишь один уровень с энергией около 1,2 МэВ. Как видно из рисунка, в более поздних экспериментах были подтверждены все обнаруженные новые состояния  ${}^{11}\text{Li}$ .

Как уже отмечалось, впервые возбужденное состояние  ${}^{11}\text{Li}$  с энергией  $E^* = (1,2 \pm 0,1)$  МэВ и шириной  $\Gamma \leq 0,5$  МэВ наблюдалось в работе [57] в реакции двойной перезарядки на  $\pi$ -мезонах  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+){}^{11}\text{Li}$ . Позже это состояние было обнаружено при анализе неупругого рассеяния ядер  ${}^{11}\text{Li}$  на ядрах водорода, а также в спектре энергии возбуждения  ${}^{11}\text{Li}$ , рассчитанном из инвариантной массы системы  $({}^9\text{Li} + n + n)$  при развале  ${}^{11}\text{Li}$  на углеродной или свинцовой мишени [26, 80, 83, 84]. Данное состояние наблюдалось также

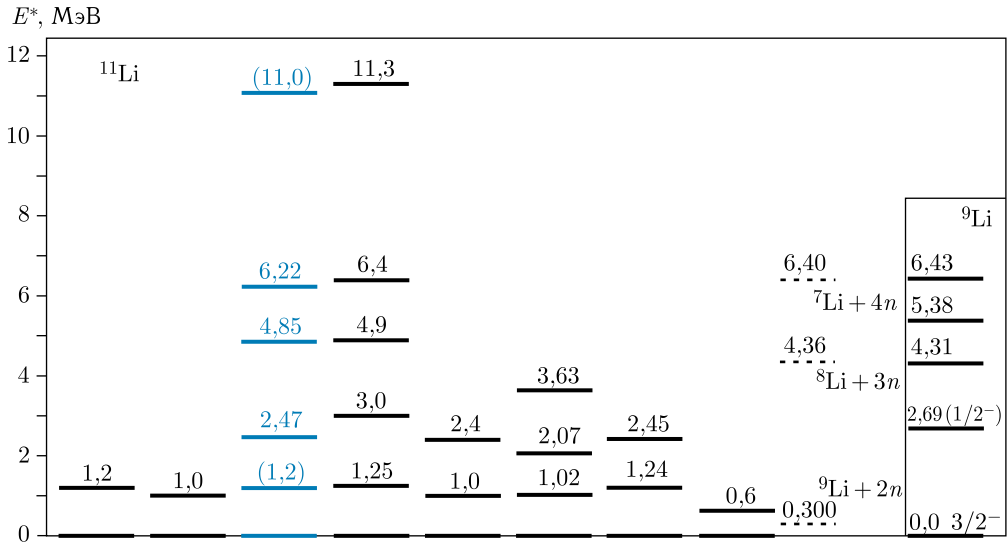


Рис. 5.48. Экспериментальные данные (расположены хронологически слева направо) для возбужденных состояний ядра  $^{11}\text{Li}$ , полученные в различных работах (см. обзор [67]). Показаны пороги распада  $^{11}\text{Li}$  на изотопы  $\text{Li} + xn$  (штриховые линии) согласно таблицам масс [59]. Вставка — схема уровней ядра  $^9\text{Li}$  [39]

в реакции захвата пионов  $^{14}\text{C}(\pi^-, pd)^{11}\text{Li}$  [81], при фрагментации  $^{11}\text{Li}$  на углеродной мишени [27]. Как видно из рис. 5.48, значения энергии этого состояния, полученные в разных экспериментах, варьируются в пределах 1,0–1,25 МэВ. Только в работе [85] при изучении кулоновской диссоциации  $^{11}\text{Li}$  было обнаружено  $E1$ -возбуждение при  $E^* \sim 0,6$  МэВ. Между тем в реакции  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$  (рис. 5.45, в) видно некоторое увеличение выхода при  $E^* \sim 1,2$  МэВ. Однако малая статистика не позволяет однозначно утверждать это.

Значительный интерес представляют характеристики уровней ядра  $^{11}\text{Li}$ . Сечение образования  $^{11}\text{Li}$  в основном состоянии оказалось ниже ожидаемого по систематике, что было объяснено наличием в ядре протяженного распределения нейтронной плотности. На основании углового распределения состоянию с  $E^* \sim 1,2$  МэВ были 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 [57, 78]. Это предположение было подтверждено также результатом измерения углового распределения в работе [80б]. 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  $\sim 1$  МэВ находятся в согласии и с выводами работы [26], в которой также было показано, что его можно

получить при  $E1$ -возбуждении. Однако возможно и другое объяснение: в работе [46] предсказывалось состояние с  $J^\pi = 3/2^-$  (т.е. с таким же  $J^\pi$ , как основное состояние). В то же время, не сумев описать сечение и угловое распределение методом, успешно использованным для описания других ядер, авторы работы [77] интерпретацию этого пика как возбужденного состояния вообще поставили под сомнение. Однако в последующей работе [81] наблюдение состояния с энергией 1,02(7) МэВ, скорее, подтвердило результаты работ [57, 78, 80].

Несколько другая интерпретация состояния при  $\sim 1$  МэВ была сделана в [83, 88]. 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 значения времени для этих энергий 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  $\sim 5$  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.

Теперь попытаемся сделать некоторые выводы о структуре ядра  ${}^{11}\text{Li}$ , сравнивая его с  ${}^9\text{Li}$ , а также имея в виду, что эти два изотопа отличаются соответственно от  ${}^{10}\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  одним дополнительным протоном. Тогда можно ожидать, что с точки зрения оболочечной модели возбужденные нейтронные конфигурации в изотопах He–Li должны быть одинаковые.

Ядро  ${}^9\text{Li}$  связано по отношению к распаду  ${}^9\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Li} + n$  на 4,064 МэВ и имеет еще одно связанное состояние — первое возбужденное состояние при  $E^* = 2,69$  МэВ ( $1/2^-$ ) [39]. В спектре  ${}^9\text{Li}$  (рис. 5.46), кроме уровня 2,69 МэВ, видны также состояние при  $E^* = 4,31$  МэВ и, может быть, еще одно или два состояния, но их трудно выделить из-за малой статистики событий. (Отмеченное как 0,50 МэВ уширение свидетельствует о слабом заселении первого связанного возбужденного состояния в регистрируемом ядре  ${}^{17}\text{F}$ .) Сравнение рис. 5.45, в и рис. 5.47 показывает сходство спектров  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Li}$ , измеренных в реакции ( ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{17}\text{F}$ ) на мишенях  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{14}\text{C}$ . Поэтому, если состояние в  ${}^9\text{Li}$  с энергией 2,69 МэВ интерпретируется как спаривание нечетного протона с оболочки  $1p3/2$  с состоянием  $2^+$  в ядре  ${}^8\text{He}$ :  $(\pi 1p3/2)^1 [(\nu 1p3/2)^{-1} (\nu 1p1/2)^1]_{2^+}$ , по аналогии можно предположить, что

в  $^{11}\text{Li}$  наблюдаемая структура (2,47 МэВ) связана со спариванием нечетного протона с оболочки  $1p3/2$  с состоянием  $2^+$  в ядре  $^{10}\text{He}$ . Возможна и иная интерпретация: нечетная протонная дырка  $\pi 1p3/2$  плюс возбужденное  $2^+$  (2,10 МэВ) состояние в  $^{12}\text{Be}$ .

Обнаруженное состояние  $^{11}\text{Li}$  с энергией 2,47 МэВ (напомним, пик широкий, и не исключено, что он содержит неразделенные резонансы) [79] впоследствии наблюдалось в интервале энергий  $\pm 0,5$  МэВ и в других работах:  $E^* = (3,0 \pm 0,2)$  МэВ [80],  $(2,4 \pm 0,2)$  МэВ [26],  $(2,07 \pm 0,12)$  МэВ [81] и  $(2,45 \pm 0,27)$  МэВ [27]. Сравнение с  $^9\text{Li}$  показывает, что состояние 2,47 МэВ, скорее всего, соответствует случаю, когда ядро-кор  $^9\text{Li}$  находится в первом возбужденном состоянии (2,69 МэВ,  $J^\pi = 1/2^-$ ), и поэтому уровню  $^{11}\text{Li}$  с энергией  $\sim 2,4\text{--}3,0$  МэВ можно приписать спин и четность  $J^\pi = 1/2^-$ . В то же время определить спин и четность этого уровня на базе теоретических расчетов невозможно: для состояний с близким значением  $E^*$  предсказываются очень разные значения  $J^\pi$ , в том числе  $1/2^+$  и  $5/2^+$ . Лишь в работе [44] для расчетного состояния с  $E^* \approx 3,1$  МэВ было получено  $J^\pi = 1/2^-$ , в согласии с предположением [79].

Для более высоких состояний в  $^{11}\text{Li}$  возможно заселение  $\nu 1d5/2$ -оболочки: вследствие барьера  $l = 2$  такие состояния должны быть узкими. Таким образом, узкие пики при 4,85 и 6,22 МэВ, которые хорошо идентифицировались в обеих реакциях [79], можно связать с нейтроном на  $d5/2$ -орбите, иными словами, с нейтронными конфигурациями  $(p3/2^{-1})(d5/2)^1$  или  $(p1/2^{-1})(d5/2)^1$ . С другой стороны, энергия уровня (4,85 МэВ) примерно равна сумме энергий (2,69 и 2,48 МэВ) двух возбужденных состояний в  $^9\text{Li}$  и  $^{11}\text{Li}$ , поэтому можно предположить, что состояние 4,9 МэВ формируется из возбужденного  $^9\text{Li}$ -кора плюс два возбужденных валентных нейтрона. Следует отметить, что сравнение с расчетами, проведенными в рамках оболочечной модели [10, 75], показывает, что состояние с  $E^* = 4,85$  МэВ является хорошим кандидатом для  $J^\pi = 1/2^-$ . Следующий уровень в  $^{11}\text{Li}$  (6,22 МэВ) близок по значению к состоянию ядра  $^9\text{Li}$  при 6,43 МэВ. Для этого состояния  $^9\text{Li}$  предполагалось, что оно имеет спин  $J \geq 9/2$  [2, 39], и поэтому, возможно, его конфигурация  $(\pi 1p3/2)^1 \otimes 3^-$ , которая связана с  $3^-$ -состоянием в ядре  $^8\text{He}$ . По аналогии представляется, что уровень в  $^{11}\text{Li}$  с энергией 6,22 МэВ построен на спаривании  $p3/2$ -протона с состоянием  $3^-$  в  $^{10}\text{He}$ . Интересно отметить, что состояние ядра  $^9\text{Li}$  при 6,43 МэВ находится вблизи порога его развала на  $^7\text{Li} + n + n$ . При добавлении двух нейтронов к  $^9\text{Li}$  в  $^{11}\text{Li}$  может образоваться, как отмечалось в [80], структура типа « $^7\text{Li}$ -кор +  $4n$ -гало», тем более что энергия уровня в ядре  $^{11}\text{Li}$  близка к порогу испускания четырех нейтронов.

Наблюдаемые в [79] состояния с энергией 4,85 и 6,22 МэВ были подтверждены другими авторами в последующих экспериментах [80]: в них приводились близкие значения:  $E^* = (4,9 \pm 0,25)$  и  $(6,4 \pm 0,25)$  МэВ.



Как уже отмечалось, 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 [81]. Авторы обратили внимание на форму спектра в области континуума (см. рис. 5.47). Спектр удалось описать, лишь предполагая развал  $^{11}\text{Li}$  на две частицы с участием динейтрона  $^2n$  и возбужденного состояния  $^9\text{Li}$  (кривая  $A$ ) и, с небольшим вкладом, процесс  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li}(\text{g. s.}) + n + n$  (кривая  $B$ ). Двухчастичный развал  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li}(\text{g. s.}) + ^2n$ , так же как и  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^8\text{He} + t$ , не смог объяснить эту часть спектра. Связывая динейтронный кластер с двухнейтронным гало в  $^{11}\text{Li}$ , авторы [81] высказали предположение о сильной корреляции двух нейтронов гало. Однако оно не согласуется с интерпретациями данных, полученных в [26, 83, 88], где измерялись углы разлета между валентными нейтронами, импульсные распределения нейтронов и  $^9\text{Li}$ , а также относительная энергия нейтронов после электромагнитного возбуждения на свинцовой мишени. В работе [83а] было показано, что распределение угла  $\theta$  между двумя нейтронами, испущенными при электромагнитной диссоциации  $^{11}\text{Li}$ , практически изотропно, т.е. нейтроны испускаются, не коррелируя между собой. Измеренное распределение могло быть описано лишь в предположении, что энергия возбуждения  $^{11}\text{Li}$  распределяется между тремя частицами в выходном канале. Этот результат свидетельствует о том, что в  $^{11}\text{Li}$  нейтроны гало не существуют в виде динейтрона.

Вопросу о существовании динейтрона в  $^{11}\text{Li}$  посвящены и некоторые теоретические расчеты. Например, в работе [89] были получены значения сечений реакции и импульсные распределения нейтронов в совпадении с  $^9\text{Li}$  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 [25] 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 [44] в рамках микроскопической многокластерной модели, привело к такому же выводу. Расчеты энергии связи двух нейтронов и радиус ядра в рамках трехчастичной модели [48] также говорят в пользу сигарообразной формы  $^{11}\text{Li}$ . В то же время в работе [90] при анализе сечения, полученного для реакции двойной перезарядки  $^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+)^{11}\text{Li}$  [57, 78], было показано, что его можно воспроизвести лишь в предположении динейтронной конфигурации в  $^{11}\text{Li}$ . Рассчитанный среднеквадратичный радиус орбит валентных нейтронов в этом случае оказался равным  $R_{2n} = (5,1_{-0,9}^{+0,6})$  фм. Это значение соответствует среднеквадратичному радиусу распределения нейтронов  $R_{\text{rms}}^n = (3,28 \pm_{0,33}^{0,24})$  фм и находится в согласии со значением  $(3,21 \pm 0,17)$  фм, определенным из сечений взаимодействия [62, 91].

Здесь отметим необходимость получения точных значений радиусов, поскольку это одна из основных величин 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: от 4,7 до 12 фм [62, 90–95]. В то же время экспериментальное значение [57, 96] определено равным 4,8–4,9 фм (следует отметить, что это значение близко к значению для ядер в области  $A = 100$ ). Кроме того, в работах [97] был проведен новый теоретический анализ данных о сечении реакции для определения среднеквадратичного радиуса распределения ядерного вещества в  $^{11}\text{Li}$ . В результате было получено значение  $R_{\text{rms}}^m = (3,55 \pm 0,10)$  фм, которое значительно превышает значение  $(3,10 \pm 0,17)$  фм, полученное в работе [91a]. Из этого следует, что радиус ядра  $^{11}\text{Li}$  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  $^{11}\text{Li}$  (подробный обзор данных по импульсным распределениям приведен в работе [98]). В работе [64] впервые было измерено импульсное распределение  $^9\text{Li}$  при фрагментации  $^{11}\text{Li}$ . 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  $^{11}\text{Li}$  при разных энергиях и на разных мишенях [99, 80a, 100, 101]. В этих работах результаты для  $^{11}\text{Li}$  сравнивались с распределениями для других изотопов лития:  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  и  $^9\text{Li}$ . При таком сравнении [100] было обнаружено, что в то время как для  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  и  $^9\text{Li}$  абсолютные значения сечения практически одинаковы, для  $^{11}\text{Li}$  сечение рассеяния значительно меньше. Дифракционный минимум в угловом распределении  $^{11}\text{Li}$  постепенно сдвигался к меньшим углам с увеличением массового числа  $A$  изотопа, тем самым отражая увеличение радиусов ядерной материи с увеличением  $A$ . Данные этого эксперимента были проанализированы с использованием борновского приближения и оптической модели [102]. В предположении, что  $^{11}\text{Li}$  имеет конфигурацию ядра-кора в виде  $^9\text{Li}$  плюс два слабосвязанных нейтрона, было показано, что поведение сечения упругого рассеяния можно объяснить развалом ядра  $^{11}\text{Li}$ , 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  $^{11}\text{Li}$  с  $^7\text{Li}$  было сделано и в работе [103]. Оказалось, что

при рассеянии  $^{11}\text{Li}$ , в отличие от  $^7\text{Li}$ , не наблюдалось резкого снижения отношения  $\sigma/\sigma_R$  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 диффузии для реальной части потенциала. Это объяснялось наличием протяженного распределения плотности в  $^{11}\text{Li}$ . Экспериментальный результат по упругому рассеянию  $^{11}\text{Li}$  и его описание методом связанных каналов с использованием потенциала двойной свертки с энергетической и плотностной зависимостями эффективного взаимодействия и реалистическими плотностями представлены на рис. 5.49. Как видно из рисунка, использование разных распределений плотности приводит к различным расчетам — лучшее согласие экспериментальных данных с расчетом было достигнуто с учетом плотности, соответствующей гало.

В работе [99] изучалась роль валентных нейтронов в ряде ядер, в том числе и в  $^{11}\text{Li}$ , при рассеянии на протоне. Попытки описания сечений угловых распределений с использованием трех видов плотностей нуклонов привели к выводу, что упругое рассеяние  $^{11}\text{Li} + p$  определяется в основном рассеянием протона на ядре-коре  $^9\text{Li}$ , т. е. протон не чувствует валентные нейтроны, что отражает низкую плотность гало. Проведенный в этой работе анализ и сравнение с данными для изотопов  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  (для них оказалось, что протон чувствует валентные нейтроны) показали, что взаимодействие протона с валентными нейтронами может служить критерием отличия нейтронной «шубы» в гелиевых ядрах от нейтронного гало в  $^{11}\text{Li}$ .

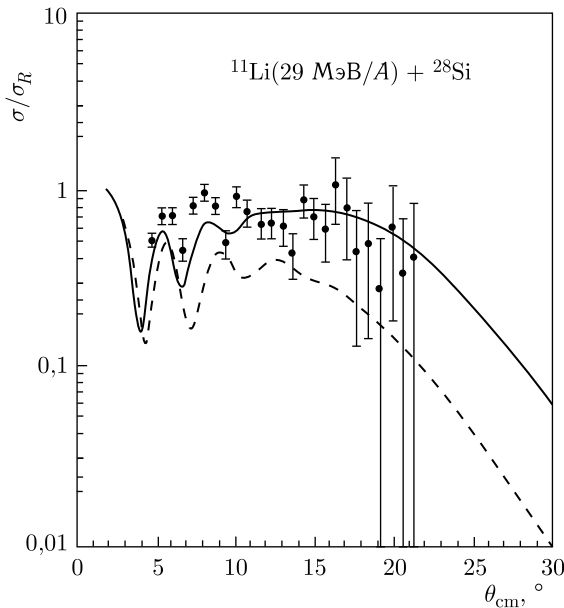


Рис. 5.49. Угловое распределение упругого рассеяния вторичного пучка  $^{11}\text{Li}$  на мишени из  $^{28}\text{Si}$  [101]. Точки — экспериментальные данные. Сплошная и штриховая кривые — расчеты, сделанные с использованием потенциала двойной свертки, для случая с гало ( $N_V = 0,6$ ,  $N_W = 0,18$ ) и без гало ( $N_V = 0,6$ ,  $N_W = 0,27$ ) соответственно.  $N_V$  и  $N_W$  — нормированные коэффициенты

Большой интерес представляет структура основного состояния  $^{11}\text{Li}$ . 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  $^9\text{Li} + n$ . Информацию о волновой функции двух валентных нейтронов можно получить из свойств  $\beta$ -распада  $^{11}\text{Li}$ , поскольку соотношение разных конфигураций основного состояния будет влиять на вероятности переходов к уровням  $^{11}\text{Be}$ . В частности, в [104а] было получено указание на то, что  $(p1/2)$ -компонента в волновой функции гало не очень большая ( $\sim 25\%$ ), в то время как в [104б,105] вклад двух компонент около 50%. Видно, что точную количественную оценку вкладов от разных компонент на основе всех этих исследований сделать невозможно.

**5.4.3. Перспективы дальнейших исследований  $^{10}\text{Li}$  и  $^{11}\text{Li}$ . Продвижение к более тяжелым изотопам лития.** В связи с чрезвычайной важностью информации о ядре  $^{10}\text{Li}$  для понимания экзотичности легких ядер, как нам кажется, эксперименты по изучению его структуры необходимо продолжить, в том числе с использованием пучков радиоактивных ядер и мишени из  $^{10}\text{Be}$ . Как следует из вышеизложенного, осталось много открытых вопросов и относительно структуры  $^{11}\text{Li}$ . Ядро  $^{11}\text{Li}$  было открыто более 35 лет назад при фрагментации урановой мишени протонами с энергией 5,3 ГэВ [1]. Там же было установлено, что  $^{12}\text{Li}$  не связан, но нельзя было исключить, что  $^{13}\text{Li}$  стабилен.

Более тяжелые изотопы лития с  $A > 11$  пока исследовались очень мало. Экстраполяции свойств изотопов гелия и лития с числом нейтронов  $N \geq 8$  показывают, что ядра  $^{12}\text{Li}$  и  $^{13}\text{Li}$  нестабильны на 1,6 и 1 МэВ по отношению к испусканию соответственно одного и двух нейтронов. Это хорошо согласуется с предсказанием [59], что  $^{12}\text{Li}$  не связан по отношению к распаду  $^{11}\text{Li} + n$  на 1,2(1,0) МэВ. Несмотря на то, что  $^{11}\text{Li}$  является самым тяжелым связанным литиевым изотопом, для точного определения местоположения нейтронной границы стабильности при  $Z = 3$  и улучшения модельных расчетов (например, в оболочечной модели) свойства более тяжелых литиевых изотопов также необходимо изучить экспериментально.

Экспериментально  $^{12}\text{Li}$  наблюдался впервые в [32] и интерпретировался как виртуальное  $s$ -состояние с длиной рассеяния  $-13,7(1,6)$  фм. Этот результат расходится с расчетами в рамках оболочечной модели, где для основного состояния предсказывались спин и четность  $J^\pi = 4^-$  [10]. Если учесть, что ядро-кор  $^{11}\text{Li}$  имеет  $J^\pi = 3/2^-$ , то, в принципе, виртуальное  $s$ -состояние должно иметь  $J^\pi = 2^-$  или  $1^-$ . Возможно, здесь имеет место еще один признак исчезновения магического числа  $N = 8$  в области границы

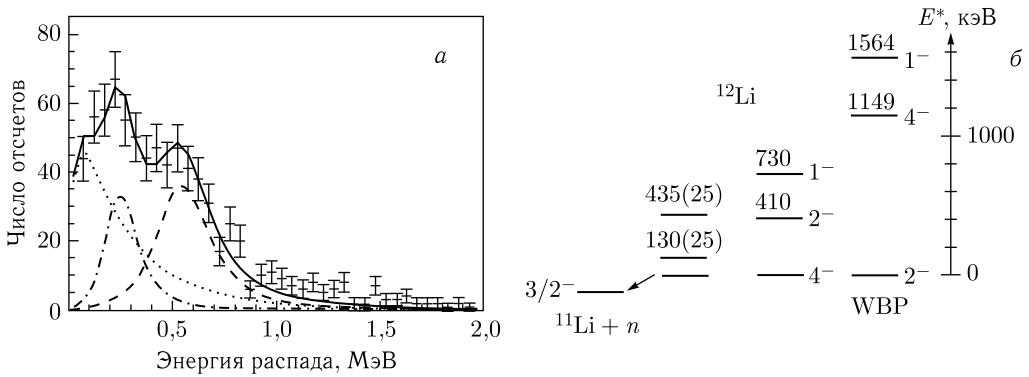


Рис. 5.50. а) Спектр энергии распада  $^{12}\text{Li}$ . Сплошная линия соответствует расчетам с учетом суммы  $s$ -волнового основного состояния (пунктирная кривая) и двух возбужденных  $d$ -состояний с энергией распада 250 кэВ (штрихпунктирная) и 555 кэВ (штриховая). б) Схема уровней  $^{12}\text{Li}$ . Показаны значения расчетов по оболочечной модели [10] и с учетом взаимодействия WBP [107]

стабильности. Другие состояния не наблюдались, хотя и предсказывались вблизи основного состояния при энергиях возбуждения 0,41 и 0,73 МэВ [10].

В работе [106] в реакции срыва двух протонов подтвердилось обнаруженное в [32]  $s$ -волновое основное состояние  $^{12}\text{Li}$  с длиной рассеяния  $-13,7(1,6)$  фм. Поскольку  $^{11}\text{Li}$  не имеет связанных состояний, то зарегистрированные совпадения между нейтроном и  $^{11}\text{Li}$  должны представлять распад  $^{12}\text{Li}$  в основное состояние  $^{11}\text{Li}$ . В этой работе были обнаружены еще два резонанса с  $E_R = 250(20)$  и  $555(20)$  кэВ. Так как длина рассеяния  $-13,7(1,6)$  фм соответствует энергии распада  $120(15)$  кэВ, то они расположены при энергии возбуждения  $E^* = (130 \pm 25)$  и  $(435 \pm 25)$  кэВ соответственно (рис. 5.50) — схема уровней отнесена к основному состоянию  $^{11}\text{Li}$ .

Видно, что эти значения расходятся с предсказаниями в рамках оболочечной модели. Показаны также возможные спины и четности резонансов в результате расчетов [10, 107]. Реакция срыва двух протонов с  $^{14}\text{B}$  оставляет неспаренный протон на орбите  $p3/2$ , при этом не меняя конфигурацию нейтронов, которая должна оставаться такой же и для  $^{12}\text{Li}$ . Основное состояние  $^{11}\text{Li}$  имеет  $J^\pi = 3/2^-$  и с нейтронами из  $\nu(d5/2)^1$  и  $\nu(1s1/2)^1$  конфигураций [108],  $^{12}\text{Li}$  может образоваться в основном состоянии с нечетным спином, и авторы склонны приписать ему  $J^\pi = 2^-$ .

В работах [10, 109]  $^{13}\text{Li}$  предсказывался на 3,34 МэВ нестабильным по отношению к испусканию двух нейтронов с  $J^\pi = 3/2^-$ . Однако, как было показано ранее, ожидается, что  $^{13}\text{Li}$  нестабилен всего на  $\sim 1$  МэВ по отношению к распаду  $^{11}\text{Li} + 2n$ . Вполне возможно, что это ядро будет иметь  $J^\pi = 3/2^-$ , так как его можно рассматривать как 4 нейтрона с полным спином 0 вокруг ядра-кора  $^9\text{Li}$  с тем же  $J^\pi = 3/2^-$ . Тот же вывод можно сделать, если рассматривать его как  $^{11}\text{Li}$  ( $J^\pi = 3/2^-$ ) плюс 2 нейтрона вокруг

него. Отметим, что в [10] предсказывалось существование низколежащих состояний 1,42 и 2,09 МэВ с  $J^\pi = 7/2^-$  и  $1/2^-$  соответственно.

Экспериментально для  $^{13}\text{Li}$  широкий энергетический спектр наблюдался в канале  $^{11}\text{Li} + 2n$ : данные впервые указали на существование резонанса  $^{13}\text{Li}$  при энергии 1,47(31) МэВ с шириной 1–3 МэВ [32].

Отметим, дальнейшее изучение  $^{12}\text{Li}$  и  $^{13}\text{Li}$  также может явиться задачей новых экспериментов.

Т а б л и ц а 5.20. Возможные реакции передачи для изучения изотопов лития

Ядро	Реакция	Q-реакции, МэВ [59]
$^{10}\text{Li}$	$^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$	-24,6 <sup>a</sup>
	$^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})^{10}\text{Li}$	-29,8
	$^{10}\text{Be}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{O})^{10}\text{Li}$	-25,8
	$^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{O})^{10}\text{Li}$	-29,5
	$^9\text{Li}(d, p)^{10}\text{Li}$	-2,5
$^{11}\text{Li}$	$^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{O})^{11}\text{Li}$	-34,7
	$^{10}\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{F})^{11}\text{Li}$	-30,9
	$^9\text{Li}(t, p)^{11}\text{Li}$	-8,2
$^{12}\text{Li}$	$^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{Ne})^{12}\text{Li}$	-58,7
	$^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^9\text{C})^{12}\text{Li}$	-61,1
	$^{11}\text{Li}(d, p)^{12}\text{Li}$	-3,5
$^{13}\text{Li}$	$^{11}\text{Li}(t, p)^{13}\text{Li}$	-9,5 <sup>б</sup>
	$^{14}\text{Be}(t, ^4\text{He})^{13}\text{Li}$	-5,5 <sup>б</sup>

<sup>a</sup> Для расчета использовано значение массы  $^{10}\text{Li}$ , полученное в [13, 14, 30, 31].

<sup>б</sup> Рассчитано с помощью экстраполяции.

В табл. 5.20 приведены некоторые реакции, которые могли бы быть использованы для исследования изотопов лития с большим избытком нейтронов. Как видно из этой таблицы, наиболее перспективными для этих целей являются реакции с пучками радиоактивных ядер на легких мишенях — изотопах водорода. Новые ускорительные комплексы с высокой интенсивностью пучков радиоактивных ядер позволят, как нам кажется, существенно повысить чувствительность экспериментов и значительно расширить границы исследований в области ядер с предельным избытком нейтронов.

### Список литературы к п. 5.4

1. Poskanzer A. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 1271.
2. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. 1988. V. A490. P. 1.

3. *Mayer-Kuckuk Th.* Kernphysik. Stuttgart: Teubner, 1994. S. 197.
4. *Wilcox K.H. et al.* // Phys. Lett. 1975. V. 59B. P. 142.
5. *Thibault C., Klapisch R.* // Phys. Rev. 1974. V. C9. P. 793.
6. *Jelley N.A. et al.* // Phys. Rev. 1975. V. C11. P. 2049.
7. *Абрамович С.Н. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. С. 1967.
8. *Barker F.C., Hickey G.T.* // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1977. V. 3. P. L23.
9. *Амелин А.И. и др.* // ЯФ. 1990. Т. 52, вып. 5. С. 1231.
10. *Poppelier N.A.F.M., Wood L.D., Glaudemans P.W.M.* // Phys. Lett. 1985. V. B157. P. 120.
11. *Poppelier N.A.F.M., Wolters A.A., Glaudemans P.W.M.* // Z. Phys. 1993. V. A346. P. 11.
12. *Kitagawa H., Sagawa H.* // Nucl. Phys. 1993. V. A551. P. 16.
13. *Bohlen H.G. et al.* // Z. Phys. 1993. V. A344. P. 381.
14. *Bohlen H.G. et al.* // Nucl. Phys. 1997. V. A616. P. 254c.
15. *Young B.M. et al.* // Phys. Rev. 1994. V. C49. P. 279.
16. *Shimoura S. et al.* // Nucl. Phys. 1998. V. A630. P. 387c.
17. *Caggiano J.A. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. C60. P. 064322.
18. *Santi P. et al.* // Phys. Rev. 2003. V. C67. P. 024606.
19. а) *Jeppesen H.B. et al.* // Nucl. Phys. 2005. V. A748. P. 374;  
б) *Jeppesen H.B. et al.* // Phys. Lett. 2006. V. B642. P. 449.
20. *Kobayashi T. et al.* // Nucl. Phys. 1997. V. A616. P. 223c.
21. *Kryger R.A. et al.* // Phys. Rev. 1993. V. C47. P. R2439.
22. *Thoennessen M. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. C59. P. 111.
23. *Chen L. et al.* // Phys. Lett. 2001. V. B505. P. 21.
24. *Kobayashi T.* // Proc. 3rd Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993 / Ed. D.J. Morrissey. Ed. Frontieres. 1994. P. 169.
25. *Zinser M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1719.
26. *Zinser M. et al.* // Nucl. Phys. 1997. V. A619. P. 151.
27. а) *Simon H. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A734. P. 323.  
б) *Simon H. et al.* // Nucl. Phys. 2007. V. A791. P. 267.
28. *Горнов М.Г. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1998. Т. 62. С. 2209.
29. *Bohlen H.G. et al.* // Proc. Intern. School-Seminar on Heavy-Ion Physics, Dubna, Russia, 10–15 May 1993 / Eds. Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. Dubna, 1993. V. 1. P. 17–27.
30. *Bohlen H.G. et al.* // Nuovo Cim. 1998. V. 111A, No. 6–7. P. 841.
31. *Bohlen H.G. et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1999. V. 42. P. 17.
32. *Aksyutina Yu. et al.* // Phys. Lett. 2008. V. B666. P. 430.
33. *Bohlen H.G. et al.* // Nucl. Phys. 1988. V. A488. P. 89c.
34. *von Oertzen W.* // Nucl. Phys. 1988. V. A482. P. 357c.
35. *Goosman D.R.* // Nucl. Instr. Meth. 1974. V. 116. P. 445.
36. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. 1990. V. A506. P. 1.
37. *Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M.* // Nucl. Phys. 1993. V. A564. P. 1.

38. *Kato K., Yamada T., Ikeda K.* // *Progr. Theor. Phys.* 1999. V. 101. P. 119.
39. *Tilley D.R. et al.* // *Nucl. Phys.* 2004. V. A745. P. 155.
40. *Chartier M. et al.* // *Phys. Lett.* 2001. V. B510. P. 24.
41. *Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М.* // *ЭЧАЯ.* 1995. Т. 26, вып. 4. С. 1001.
42. *Nunes F.M., Thompson I.J., Johnson R.C.* // *Nucl. Phys.* 1996. V. A596. P. 171.
43. *Wurzer J., Hofmann H.M.* // *Z. Phys.* 1996. V. A354. P. 135.
44. *Descouvemont P.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A626. P. 647.
45. а) *Garrido E., Fedorov D.V., Jensen A.S.* // *Nucl. Phys.* 2002. V. A700. P. 117.  
б) *Garrido E., Fedorov D.V., Jensen A.S.* // *Nucl. Phys.* 2002. V. A708. P. 277.  
в) *Garrido E., Fedorov D.V., Jensen A.S.* // *Phys. Rev.* 1996. V. C53. P. 3159.  
г) *Garrido E., Fedorov D.V., Jensen A.S.* // *Phys. Rev.* 1997. V. C55. P. 1327.
46. *Thompson I.J., Zhukov M.V.* // *Phys. Rev.* 1994. V. C49. P. 1904.
47. *van Hees A.G.M., Glaudemans P.W.M.* // *Z. Phys.* 1984. V. A315. P. 223.
48. *Vinh Mau N., Pacheco J.C.* // *Nucl. Phys.* 1996. V. A607. P. 163.
49. *Masui H. et al.* // *Nucl. Phys.* 2000. V. A673. P. 207.
50. *Johannsen L., Jensen A.S., Hansen P.G.* // *Phys. Lett.* 1990. V. B244. P. 357.
51. *Yamashita M.T., Tomio L., Frederico T.* // *Nucl. Phys.* 2004. V. A735. P. 40.
52. *Абрамович С.Н., Базь А.И., Гужовский Б.Я.* // *ЯФ.* 1980. Т. 32, вып. 2. С. 402.
53. *McVoy K.W., Van Isacker P.* // *Nucl. Phys.* 1994. V. A576. P. 157.
54. а) *Garvey G.T., Kelson I.* // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. P. 197.  
б) *Garvey G.T. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 1969. V. 41. P. S1.
55. *Thibault C. et al.* // *Phys. Rev.* 1975. V. C12. P. 644.
56. *Wouters J.M. et al.* // *Z. Phys.* 1988. V. A331. P. 229.
57. *Kobayashi T.* // *Nucl. Phys.* 1992. V. A538. P. 343c.
58. *Young B.M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. P. 4124.
59. *Audi G., Wapstra A., Thibault C.* // *Nucl. Phys.* 2003. V. A729. P. 337.
60. *Bachelet C. et al. (ISOLDE Collab.)* // *Eur. Phys. J.* 2005. V. A25, s01. P. 31.
61. *Roger T. et al.* // *Phys. Rev.* 2009. V. C79. P. 031603(R).
62. *Tanihata I. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2676.
63. *Alkhazov G.D. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. P. 2313.
64. *Kobayashi T. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 2599.
65. *Goldhaber A.S.* // *Phys. Lett.* 1974. V. 53B. P. 306.
66. *Arnold E. et al.* // *Phys. Lett.* 1987. V. B197. P. 311; *Z. Phys.* 1994 V. A349. P. 337.
67. *Калпакчиева Р., Пенионжкевич Ю.Э., Болен Х.Г.* // *ЭЧАЯ.* 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429.
68. *Мигдал А.Б.* // *ЯФ.* 1973. Т. 16. С. 427.
69. *Hansen P.G., Jonson B.* // *Eur. Phys. Lett.* 1987. V. 4. P. 409.
70. *Kobayashi T. et al.* // *Phys. Lett.* 1989. V. B232. P. 51.
71. *Ikeda K.* // *Nucl. Phys.* 1992. V. A538. P. 355c.
72. *Bertulani C., Baur G.* // *Nucl. Phys.* 1988. V. A480. P. 615.



73. Suzuki Y., Tosaka Y. // Nucl. Phys. 1990. V. A517. P. 599.
74. Hayes A. C., Strottman D. // Phys. Rev. 1990. V. C42. P. 2248.
75. Hoshino T. et al. // Nucl. Phys. 1990. V. A506. P. 271.
76. Garrido E. et al. // Nucl. Phys. 1998. V. A630. P. 409c.
77. Karataglidis S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1447.
78. Kobayashi T. // Proc. Intern. Symp. on the Structure and Reactions with Unstable Nuclei, Niigata, Japan, June 1991 / Eds. K. Ikeda, Y. Suzuki. Singapore: World Sci., 1991. P. 187.
79. Bohlen H. G. et al. // Z. Phys. 1995. V. A351. P. 7.
80. a) Korshennikov A. A. et al. // Phys. Rev. 1996. V. C53. P. R537.  
б) Korshennikov A. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2317.
81. Gornov M. G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4325.
82. Shimoura S. et al. // Nucl. Phys. 1998. V. A630. P. 387c.
83. a) Ieki K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 730.  
б) Sackett D. et al. // Phys. Rev. 1993. V. C48. P. 118.
84. Shimoura S. et al. // Phys. Lett. 1995. V. B348. P. 29.
85. Nakamura T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 252502.
86. Kalpakchieva R. et al. // Eur. Phys. J. 2000. V. A7. P. 451.
87. Korshennikov A. A. et al. // Phys. Rev. 1996. V. C53. P. R537.
88. Galonsky A. et al. // Nucl. Phys. 1996. V. A599. P. 353c.
89. Harvey B. G. // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. R1520.
90. Gibbs W. R., Hayes A. C. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1395.
91. a) Tanihata I. et al. // Phys. Lett. 1988. V. B206. P. 592.  
б) Tanihata I. et al. // Phys. Lett. 1992. V. B287. P. 307.
92. Riisager K. et al. // Nucl. Phys. 1992. V. A540. P. 365.
93. Anne R. et al. // Phys. Lett. 1990. V. B250. P. 19.
94. Orr N. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2050.
95. Suzuki T., Otsuka T. // Phys. Rev. 1994. V. C50. P. R555.
96. Tanihata I. // Nucl. Phys. 1993. V. A553.
97. a) Al-Khalili J. S. et al. // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 1843.  
б) Al-Khalili J. S., Tostevin J. A. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3903.
98. Orr N. A. // Nucl. Phys. 1997. V. A616. P. 155c.
99. Korshennikov A. A. et al. // Nucl. Phys. 1997. V. A617. P. 45.
100. Moon C.-B. et al. // Phys. Lett. 1992. V. B297. P. 39.
101. Lewitowicz M. et al. // Nucl. Phys. 1993. V. A562. P. 301.
102. Hirezaki S. et al. // Nucl. Phys. 1993. V. A552. P. 57.
103. Barker F. C., Hickey G. T. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1977. V. 3. P. L23.
104. a) Borge M. J. G. et al. // Nucl. Phys. 1997. V. A613. P. 199.  
б) Borge M. J. G. et al. // Phys. Rev. 1997. V. C55. P. R8.
105. Aoi N. et al. // Z. Phys. 1997. V. A358. P. 253.
106. Hall C. C. et al. // Phys. Rev. 2010. V. C81. P. 021302.
107. Warburton E. K., Brown B. A. // Phys. Rev. 1992. V. C46. P. 923.
108. Blanchon G. et al. // Nucl. Phys. 2007. V. A784. P. 49.
109. Chemyshev S. F., Shitikova K. V. // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 3175.

## 5.5. Изотопы бериллия

В этом параграфе представлена информация об изотопах бериллия с массовыми числами  $A = 11-14$ . В нейтронно-избыточных изотопах бериллия обнаружены необычные состояния и особенности структуры. Так, в ядре  $^{11}\text{Be}$  обнаружено нестандартное заполнение уровней — инверсия  $2s_{1/2}$ - и  $1p_{1/2}$ -оболочек. Установлено, что основное состояние  $^{11}\text{Be}$  имеет спин и четность  $J^\pi = 1/2^+$ . Получены данные, свидетельствующие о том, что изотоп  $^{12}\text{Be}$  с числом нейтронов  $N = 8$  не является магическим ядром. Изучение структуры более тяжелых изотопов  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  позволяет прояснить ситуацию с нарушением стандартного заполнения оболочек в этой области ядер. Кластеризация нуклонов в легких ядрах особенно сильно проявляется в изотопах бериллия. Известно, что ядро  $^8\text{Be}$  нестабильно, имеет  $\alpha$ - $\alpha$ -кластерную структуру и спонтанно распадается на две  $\alpha$ -частицы с энергией распада  $S_{2\alpha} = -92$  кэВ. Сохраняется ли  $\alpha$ -кластерная структура в изотопах бериллия с массой  $A > 8$ , т. е. с добавлением нейтронов к ядру-кору  $^8\text{Be}$ ? Вопрос о формировании или несохранении кластеров важен с точки зрения как структуры ядер, так и механизма реакций, приводящих к образованию или распаду этих нуклидов в процессе ядерного взаимодействия. В этом плане интерес представляет экспериментальное изучение уровней ядер  $^{11-14}\text{Be}$ , особенно поиски уровней в области порогов испускания  $\alpha$ -частиц. Исследование ядер  $^{10-12}\text{Be}$  привело к обнаружению возбужденных состояний, выстраивающихся в ротационные полосы, которые имеют выраженную молекулярную структуру. Момент инерции ядер в этих состояниях оказался очень большим и согласуется с их  $\alpha$ - $\alpha$ -кластерной структурой, характеризуемой большой деформацией. Экспериментально установлено также увеличение сечения взаимодействия для ядер  $^{11}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ , что указывает на увеличенный среднеквадратичный радиус этих ядер. Все эти особенности, вместе с экспериментально наблюдаемым узким импульсным распределением фрагментов развала, свидетельствуют о существовании в этих ядрах нейтронного гало. При этом ядро  $^{11}\text{Be}$  является наиболее простым примером гало, образуемого одним нейтроном. Оно изучено наиболее подробно. Нестабильность  $^{13}\text{Be}$  и стабильность  $^{14}\text{Be}$  свидетельствуют в пользу того, что  $^{14}\text{Be}$ , подобно  $^{11}\text{Li}$ , является борромияновским ядром. Любой расчет структуры ядра  $^{14}\text{Be}$  требует точного знания структуры ядра  $^{13}\text{Be}$ . Это определяет интерес к исследованию структуры наиболее тяжелых изотопов бериллия.

**5.5.1. Ядро  $^{11}\text{Be}$ .** Ядро  $^{11}\text{Be}$  обладает несколькими необычными свойствами.

Первые два уровня  $^{11}\text{Be}$  (основное и первое возбужденное состояния) стабильны по отношению к распаду  $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$  [1]. Последний нейтрон относительно слабо связан (на 503 кэВ) с ядром-кором  $^{10}\text{Be}$ , а первый возбужденный уровень находится всего на 180 кэВ ниже порога развала.

В отличие от предсказаний оболочечной модели основное состояние  $^{11}\text{Be}$  имеет спин и четность  $J^\pi = 1/2^+$  [2]. Это означает, что состояние  $2s1/2$  находится ниже состояния  $1p1/2$  [3]. Такой вывод объяснялся на основе протон-нейтронного взаимодействия [3], а также в предположении большой деформации [4] или исчезновения расстояния между  $p$ - и  $sd$ -орбитами [5]. По мнению авторов работы [6], последняя версия является наиболее вероятной. Однако удовлетворительного объяснения этому явлению (качественного и количественного) пока нет. Первый возбужденный уровень лежит при энергии 0,320 МэВ и имеет  $J^\pi = 1/2^-$  — это  $1p1/2$  состояние.

Время жизни уровня 0,320 МэВ было измерено в работе [7]. Хорошо известно, что дипольные переходы между низколежащими уровнями испытывают большой запрет. Однако было обнаружено, что значение  $B(E1)$  для перехода между двумя связанными состояниями  $^{11}\text{Be}$  значительное — 0,36(3) W. u. (единицы Вайскопфа) и что этот  $\gamma$ -переход самый быстрый среди известных переходов между связанными состояниями. Авторы работы [7] получили зависимость между энергией связи нейтрона, размером ядра и вероятностью перехода. Было сделано предположение о проявлении нового эффекта, который теперь принято называть «нейтронное гало».

Сейчас хорошо известно, что оба связанных состояния  $^{11}\text{Be}$  образуют структуру гало. Это демонстрируется в экспериментах, а также расчетах в рамках разных теоретических подходов. Например, из измеренного полного сечения взаимодействия в работе [8] было получено повышенное значение среднеквадратичного радиуса ядра  $^{11}\text{Be}$ , а именно  $R_{\text{rms}}^m = (2,73 \pm 0,05)$  фм. Теоретический анализ [9] дал для среднеквадратичного радиуса ядерного вещества в  $^{11}\text{Be}$  значение  $R_{\text{rms}}^m = (2,90 \pm 0,05)$  фм, что значительно выше. В работе [10] из значения  $\sigma_R$  в реакциях  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  и  $^{11}\text{Be} + ^{27}\text{Al}$  при энергии 33 МэВ/А было определено распределение плотности нуклонов в ядре  $^{11}\text{Be}$  и сделан вывод, что полное сечение реакции под действием  $^{11}\text{Be}$  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  $^{11}\text{Be}$ , хотя считается, что деформация является необходимым фактором для понижения уровня  $1/2^+$  по сравнению с уровнем  $1/2^-$ .

Остановимся более подробно на некоторых результатах исследования структуры  $^{11}\text{Be}$ .

Структура ядра  $^{11}\text{Be}$  изучалась в работе [5], 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.

Также для  $^{11}\text{Be}$  была применена разработанная для описания структуры легких нейтронно-избыточных ядер вариационная оболочечная модель [11].

Было показано, что микроскопическая волновая функция состоит в основном из  $2s1/2$ -компоненты с некоторым вкладом от  $1d5/2$ -орбиты, связанной с  $2^+$ -состоянием ядра-кора  $^{10}\text{Be}$ . Было получено, что основное состояние  $^{11}\text{Be}$  содержит  $\sim 40\%$  конфигурации, связанной с возбуждением кора. В рамках этой модели удалось хорошо воспроизвести  $J^\pi = 1/2^+$  основное состояние в  $^{11}\text{Be}$  (для сравнения, хорошо воспроизвелись также уровни в ядре  $^{13}\text{C}$ , где очередность уровней  $1/2^-$  и  $1/2^+$  обычная), а также распределение плотности и большой среднеквадратичный радиус распределения нуклонов в  $^{11}\text{Be}$ .

В работе [12] учитывалась деформация ядра-кора  $^{10}\text{Be}$  и показано, что для волновой функции основного состояния  $^{11}\text{Be}$  около  $80\%$  вклада объясняется наличием нейтрона, расположенного на  $s1/2$ -орбите, связанной с состоянием  $0^+$  кора, и около  $20\%$  — на  $d5/2$ -орбите, связанной с состоянием  $2^+$  кора. Расчетные значения среднеквадратичного радиуса и распределения  $B(E1)$  оказались близкими к экспериментальным [8, 13].

То, что возбуждение кора ( $^{10}\text{Be}$ ) в состояние  $2^+$  и блокирование эффекта спаривания должны учитываться при расчетах уровней  $^{11}\text{Be}$ , было показано и в работе [14]. Здесь также был отмечен доминирующий вклад нейтронной  $s1/2$ -орбиты. В работе [15] была сделана попытка объяснить инверсию четности в ядре  $^{11}\text{Be}$ . 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  $2\text{--}3$  МэВ. Введением изоспиновой зависимости удалось получить согласие и с экспериментальным значением  $E1$ -перехода.

В работе [16] для расчета энергий состояний  $1p1/2$  и  $2s1/2$  была предложена модель, учитывающая связь одночастичных уровней с коллективными однофононными состояниями ядра-кора. Качественный расчет энергетического спектра  $^{11}\text{Be}$  показал, что введенные корреляции могут объяснить инверсию состояний  $1/2^+$  и  $1/2^-$ . Спектр низколежащих уровней, спектроскопические факторы и инверсия состояний  $1/2^+$  и  $1/2^-$  были воспроизведены и в работе [17], где учитывались такие же корреляции, но в несколько другом подходе.

Интересные результаты были получены в экспериментах по изучению импульсных распределений фрагментов (ядер-коров) и частиц (нейтронов), образующихся при развале  $^{11}\text{Be}$ . Для  $^{11}\text{Be}$  ситуация сильно отличается от случая с ядром  $^{11}\text{Li}$ , для которого ширины зависят также от взаимодействия в конечном состоянии подсистемы ( $^9\text{Li} + n$ ). В случае  $^{11}\text{Be}$  нет трехчастичных эффектов, как в случае с  $^{11}\text{Li}$ , поэтому изотоп  $^{11}\text{Be}$  является удобным для определения связи между структурой ядра и механизмом реакции. Отметим кратко лишь некоторые выводы, сделанные в результате измерения импульсных распределений  $^{11}\text{Be}$  в работе [18].

Ширина распределения продольного импульса фрагментов развала  $^{11}\text{Be}$ , полученная в работе [18], составила  $\sigma_{\parallel} \sim 20$  МэВ/с, как и для ядер  $^{11}\text{Li}$  и  $^{14}\text{Be}$ . Показано, что эта ширина не зависит от мишени (использовались мишени из  $^9\text{Be}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{238}\text{U}$ ) 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  $^{11}\text{Be}$  равен 6,5 фм, что согласуется со значением  $(6,4 \pm 0,7)$  фм, необходимым для объяснения спектра кулоновского развала  $^{11}\text{Be}$  (напомним, что радиус ядра-кора  $^{10}\text{Be}$  равен  $(2,30 \pm 0,02)$  фм). Таким образом, было найдено подтверждение наличия протяженного гало в ядре  $^{11}\text{Be}$ . Распределение поперечного импульса [19] состояло из двух компонент: узкого пика с шириной  $\sigma_{\perp} = (25 \pm 4)$  МэВ/с и расположенного под ним более широкого распределения, ширина которого  $(109 \pm 7)$  МэВ/с. Небольшие значения  $\sigma_{\parallel}$  и  $\sigma_{\perp}$  указывают на то, что удаленный валентный нейтрон обладает малой импульсной флуктуацией, которая связана с протяженным распределением плотности нуклонов. Измерялись также импульсные распределения нейтронов из состояния гало в совпадении нейтронов с продуктами развала ядра-кора. Так как эти нейтроны определяют протяженное распределение потенциала, с большой вероятностью они не участвуют во взаимодействии кора с мишенью. В эксперименте при энергии 41 МэВ/А [19] были получены значения для выходного канала, состоящего лишь из «одного нейтрона плюс все, кроме  $^{10}\text{Be}$ ». Для двух мишеней, бериллиевой и титановой, угловые распределения оказались практически идентичными и ширина составляет  $\Gamma \approx 60$  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 ядер, являющихся кором для данного ядра. Эксперименты с  $^{11}\text{Be}$  были проведены также при высоких энергиях (460 МэВ/А) [20, 21]. В работе [20] при выделении канала  $^{7,8}\text{Li} + n$  получались значения для  $\Gamma$  соответственно  $(67 \pm 5)$  и  $(56 \pm 4)$  МэВ/с, что совпадает с предыдущим результатом. Эксперимент [21] показал следующее: ширины нейтронных распределений, измеренные в совпадении с  $^{10}\text{Be}$ ,  $^7\text{Li}$  и  $^9\text{Li}$ , очень разные ( $\Gamma = 98$ , 67 и 36 МэВ/с), т. е. зависят от механизма образования выбранного фрагмента. Последнее значение (36 МэВ/с) соответствовало случаю, когда кор  $^{10}\text{Be}$  теряет только один протон при взаимодействии с мишенью, не испуская ни одного нейтрона. Интересно, что это значение совпадает со значением для реакции диссоциации ядра  $^{11}\text{Li}$ . На основании этого 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, существенная вероятность дипольных переходов, наблюдаемая при диссоциации нейтронно-избыточных ядер, может быть результатом двух механизмов — возбуждения так называемого мягкого дипольного

резонанса или прямого развала ядра. Ядро  $^{11}\text{Be}$  является наиболее удобным для выяснения этого вопроса, так как наличие в нем лишь одного валентного нейтрона устраняет влияние  $n$ - $n$ -корреляции. С этой целью было поставлено несколько экспериментов [13, 19, 22, 23]. В работе [13] для валентного нейтрона в  $^{11}\text{Be}$  найден среднеквадратичный радиус, равный  $(6,4 \pm 0,7)$  фм. Однако эксперименты по измерению импульсных распределений для  $^{11}\text{Be}$  показали, что остаются открытыми вопросы, связанные с влиянием постускорения фрагмента (т.е. с наличием или отсутствием прямого развала вблизи ядра мишени).

Остановимся теперь на схеме уровней ядра  $^{11}\text{Be}$ .

К первоначальной схеме уровней  $^{11}\text{Be}$  [1], в которой были известны состояния лишь до 10,6 МэВ, в настоящее время добавлено много новых уровней.

В реакции перезарядки  $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{11}\text{Be}$  при 57 МэВ были обнаружены уровни с  $E^* = 0,32, 1,77, 2,67, 3,41, 3,89, 3,96$  и 6,05 МэВ и определены спины и четности [24]. В работе [25] изучался  $\beta$ -распад ядра  $^{11}\text{Li}$  путем измерения тройных совпадений между  $\beta$ -лучами, нейтронами и  $\gamma$ -лучами. В такой постановке опыта был обнаружен новый уровень при  $E^* = (8,03 \pm \pm 0,05)$  МэВ, для которого спин и четность имеют значения  $1/2^-$  или  $3/2^-$ . Обнаружены и более высоколежащие уровни.

На рис. 5.51 показаны три спектра  $^{11}\text{Be}$ , полученных в разных реакциях:  $^9\text{Be}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{11}\text{C})^{11}\text{Be}$  и  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Be}$  [7, 9–12]. Первые две реакции на мишени из  $^9\text{Be}$  идут через срыв двух нейтронов с бомбардирующего ядра, третья — через срыв одного нейтрона с бомбардирующего ядра на мишени  $^{10}\text{Be}$ . Здесь хорошо продемонстрирована разная вероятность заселения различных состояний в ядрах при использовании разных реакций, а также показано влияние структуры мишеней. Реакция передачи одного нейтрона ( $^{14}\text{N}, ^{13}\text{N}$ ) на радиоактивной мишени  $^{10}\text{Be}$  приводит к заселению лишь одночастичных состояний до  $E^* = 3,41$  МэВ ( $3/2^-$ ), более высокие уровни не заселяются. Эти состояния имеют структуру  $^{10}\text{Be}(\text{кор}) + \text{нейтрон}$ , который может находиться на незаполненных орбитах  $1p1/2$ ,  $1d5/2$  и  $1d3/2$ , а также на орбите  $1p3/2$ , которая в основном состоянии ядра мишени  $^{10}\text{Be}$  не заполнена на 30%. Совсем по-другому заселяются уровни в реакциях передачи двух нейтронов на  $^9\text{Be}$ :

1) в реакции  $^9\text{Be}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$  (рис. 5.51, а) при энергии пучка 218 МэВ наблюдались все состояния, известные из  $(t, p)$ -реакции, и новый уровень при 5,98(4) МэВ, уже известный из реакции перезарядки  $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{11}\text{Be}$  (см. выше);

2) в реакции  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{11}\text{C})^{11}\text{Be}$  (рис. 5.51, б) при 379 МэВ наблюдались состояния вплоть до энергии возбуждения 25 МэВ вследствие более выгодных условий заселения при высокой энергии бомбардирующих частиц: в данном случае были обнаружены новые состояния при  $E^* = 10,7, 13,6, 18,6, 21,5$  и 25,0 МэВ. Обращает на себя внимание факт, что ширины состояний

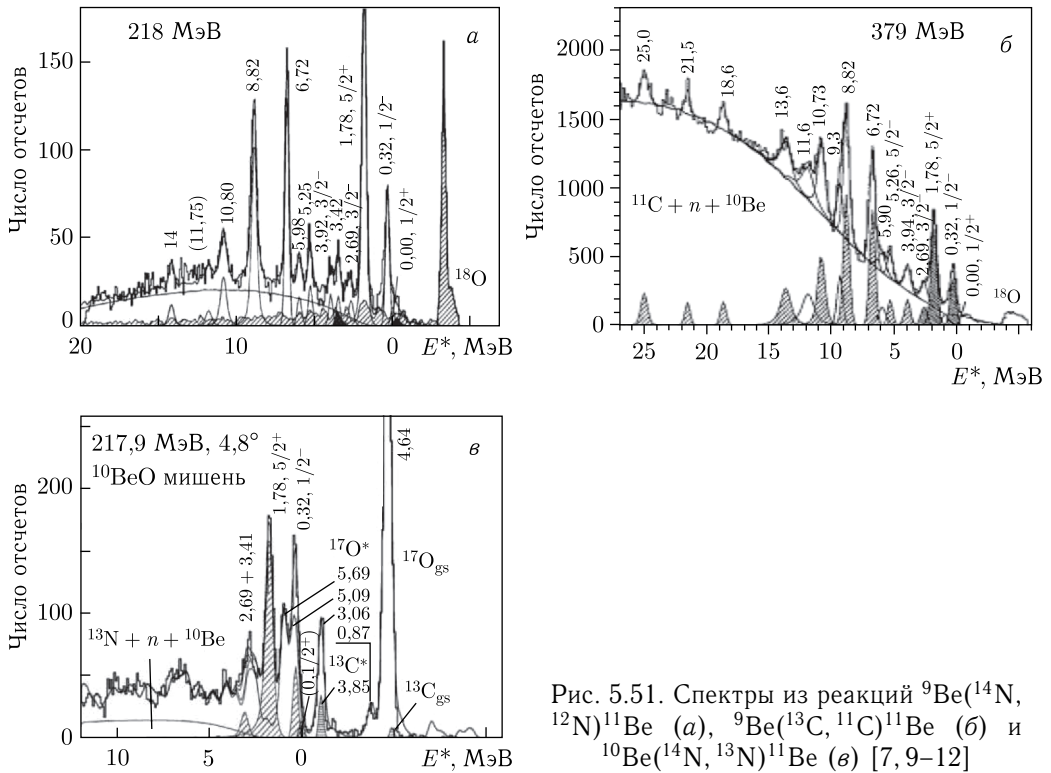


Рис. 5.51. Спектры из реакций  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{N}, {}^{12}\text{N}){}^{11}\text{Be}$  (а),  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{C}){}^{11}\text{Be}$  (б) и  ${}^{10}\text{Be}({}^{14}\text{N}, {}^{13}\text{N}){}^{11}\text{Be}$  (в) [7, 9–12]

от 3,4 до 25 МэВ очень маленькие и меняются от  $\sim 15$  кэВ до 0,7 МэВ в рассматриваемом диапазоне энергии возбуждения. Узкие ширины свидетельствуют о наличии достаточно высокого центробежного барьера (большом значении орбитального момента  $l$ ). Это было подтверждено в другой реакции передачи двух нейтронов —  ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{13}\text{N}){}^{11}\text{Be}$ : при энергии пучка 240 МэВ были получены значения энергий уровней 10,8, 13,8 и 21,6 МэВ.

**5.5.2. Ядро  ${}^{12}\text{Be}$ .** До недавнего времени было известно всего 4 возбужденных уровня ядра  ${}^{12}\text{Be}$ : 2,102, 2,702, 4,56 и 5,70 МэВ, обнаруженных в  $(t, p)$ -реакции на мишени из  ${}^{10}\text{Be}$ . Спин и четность этих уровней были определены только для трех первых возбужденных состояний:  $2^+$  для 2,10 МэВ,  $1^-$  для 2,70 МэВ и  $2^+$  для 4,56 МэВ. Состояния 4,56 и 5,70 МэВ лежат выше порогов испускания одного ( $S_n = 3,169$  МэВ) и двух нейтронов ( $S_{2n} = 3,673$  МэВ).

В реакции со вторичным пучком  ${}^{12}\text{Be}$  на основании измеренного полного сечения взаимодействия на мишенях из бериллия, углерода и алюминия был получен среднеквадратичный радиус распределения нуклонов в ядре  ${}^{12}\text{Be}$  [8] и обнаружено, что радиус ядра  ${}^{12}\text{Be}$  определяется стандартным приращением ( $R \sim r_0 A^{1/3}$ ).

Данные по структуре  ${}^{12}\text{Be}$  были получены также в реакции двойной перезарядки  ${}^{12}\text{C}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^{12}\text{Be}$  при энергии пучка 335,9 МэВ [26]. В этой

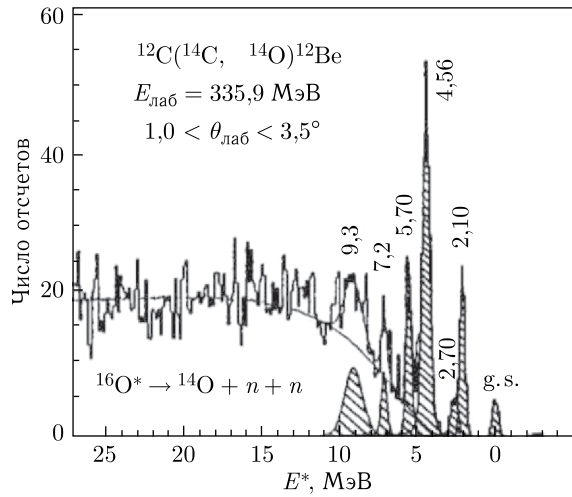


Рис. 5.52. Спектр энергии возбуждения ядра  $^{12}\text{Be}$ , измеренный в реакции двойной перезарядки  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{12}\text{Be}$  при энергии 335,9 МэВ и  $1,0 < \theta_{\text{лаб}} < 3,5^\circ$  [26]

работе, кроме пиков, соответствующих уже известным уровням, наблюдался узкий пик с  $E^* = 7,2(1)$  МэВ, а также широкое распределение с шириной 2,0(3) МэВ при  $E^* \approx 9,3$  МэВ (рис. 5.52). Энергетическое разрешение в данном эксперименте составляло 400 кэВ.

В работе [27] в неупругом рассеянии вторичного пучка  $^{12}\text{Be}$  с энергией 55 МэВ/А на протонной мишени наблюдались еще два новых уровня  $^{12}\text{Be}$  с энергией  $(8,6 \pm 0,15)$  и  $(10,00 \pm 0,15)$  МэВ, а также широкое распределение при  $\sim 13\text{--}14$  МэВ. Пики в спектре, которые наблюдались при 8,6 и 10,00 МэВ, занимали всего по два канала, и расстояние между ними составляло один канал; в то же время их центр тяжести находился при энергии  $\sim 9,3$  МэВ, что не исключало, что они вместе соответствуют широкой структуре в реакции  $(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})$  на рис. 5.52. Для выяснения ситуации необходимы были новые опыты, о результатах которых речь пойдет ниже. На рис. 5.53 показан инклюзивный спектр рассеянных протонов. Первые два уровня имеют маленькую ширину  $\Gamma \leq 0,5$  МэВ. Эта ширина соответствует значению угловых моментов  $l \geq 3$  для первого и  $l \geq 4$  для второго уровня. Измерялись и спектры совпадения протонов с разными продуктами распада  $^{12}\text{Be}$ , в том числе  $^{10,11,12}\text{Be}$  и различными изотопами гелия. Состояние с энергией  $(8,6 \pm 0,15)$  МэВ находится чуть ниже первого порога испускания гелиевого ядра из реакции  $^{12}\text{Be} \rightarrow ^8\text{He} + ^4\text{He}$ , а уровень  $(10,00 \pm 0,15)$  МэВ расположен выше этого порога и вблизи второго порога для распада  $^{12}\text{Be} \rightarrow ^6\text{He} + ^6\text{He}$  (рис. 5.54).

В спектрах совпадения с изотопами бериллия пик с энергией возбуждения  $E^* = 10$  МэВ практически отсутствует. Из соотношения выходов пиков 8,6 и 10,0 МэВ в инклюзивном спектре и в спектре совпадения с изотопами



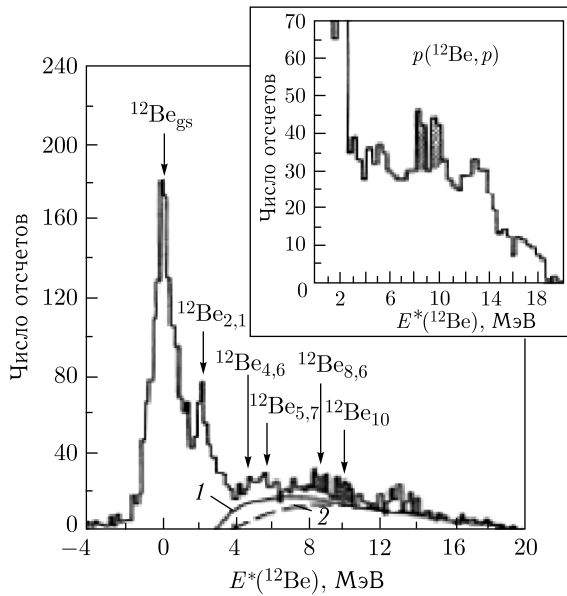


Рис. 5.53. Инклюзивный спектр протонов, измеренный в реакции неупругого рассеяния  $p(^{12}\text{Be}, p)$ , как функция энергии возбуждения ядра  $^{12}\text{Be}$  [27]. Кривые: 1 — расчет для фазового пространства для  $p + n + ^{11}\text{Be}$ ; 2 —  $n + n$ -взаимодействие в конечном состоянии в канале  $p + 2n + ^{10}\text{Be}$

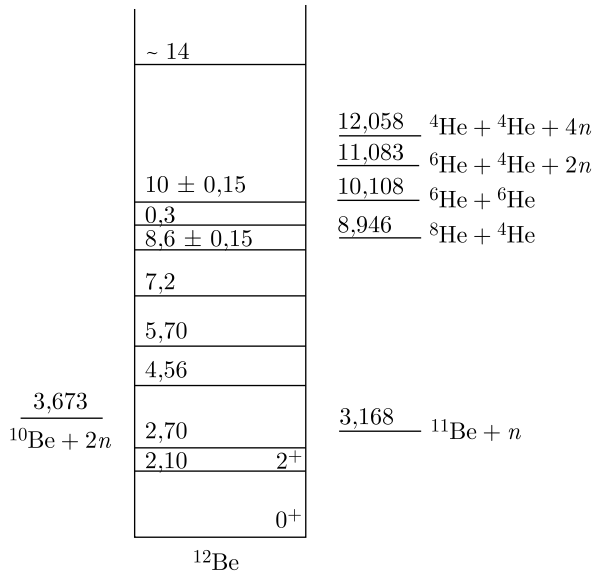


Рис. 5.54. Схема уровней  $^{12}\text{Be}$ . Указаны пороги распада с участием ядер гелия или бериллия

бериллия было показано, что для уровня 10 МэВ соотношение полной ширины и парциальной ширины для распада на изотопы бериллия (т. е. путем испускания нейтронов) равно  $\Gamma_{\text{total}}/\Gamma_{12\text{Be}^* \rightarrow x\text{Be}} = (3,6 \pm 1,6)$ . Следовательно, преобладающим для уровня с энергией 10 МэВ является распад с испусканием ядер гелия. Спектр совпадения с изотопами ядер гелия показывает, что уровни с энергией больше 10 МэВ ( $\sim 14$  МэВ) распадаются путем испускания ядер гелия, но не ядер бериллия. Таким образом, можно считать, что в  $^{12}\text{Be}$  обнаружены уровни, имеющие  $\alpha$ -кластерную структуру. Эти уровни могут иметь конфигурацию, в которой две  $\alpha$ -частицы расположены далеко одна от другой и к ним добавлены четыре нейтрона. И это сильно отличается от структуры основного состояния, в котором отсутствует ярко выраженная кластерная структура.

В отличие от реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{12}\text{Be}$ , где самый высоколежащий уровень наблюдался при 9,3 МэВ, в реакции срыва трех нейтронов  $^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{12}\text{N})^{12}\text{Be}$  на мишени из  $^9\text{Be}$  были обнаружены более высоколежащие состояния при  $E^* = 10,7, 14,6, 19,2$  и 21,7 МэВ [28] (рис. 5.55).

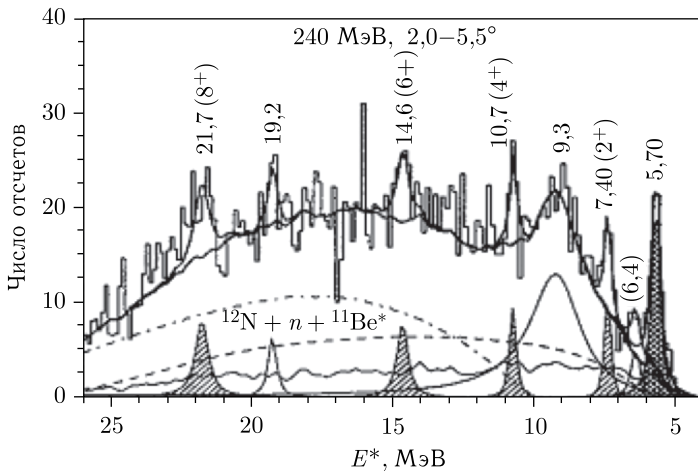


Рис. 5.55. Спектр реакции срыва трех нейтронов  $^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{12}\text{N})^{12}\text{Be}$ . Указаны энергии возбуждения уровней и приписанные им спины и четности. Широкие распределения соответствуют последовательному распаду  $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$  и фонам на примесях в мишени [28]

Как уже отмечалось, в ядре  $^{11}\text{Be}$  нарушено стандартное заполнение ядерных оболочек, определяемое оболочечной моделью. При изучении структуры  $^{12}\text{Be}$  было обнаружено, что с увеличением числа нейтронов и приближением к границе нейтронной стабильности  $N = 8$  уже не является хорошей «замкнутой» оболочкой. Надо отметить, что систематика соседних ядер не помогает предсказать свойства  $^{12}\text{Be}$ . Если убрать два протона с магического ядра  $^{14}\text{C}$ , то можно ожидать, что  $^{12}\text{Be}$  будет характеризоваться чистой конфигурацией  $1p^2$ . Однако это оказалось не так. Измерение спектроскопи-

ческих факторов при выбивании нейтрона из  $^{11}\text{Be}$  явилось одним из способов определения структуры  $^{12}\text{Be}$ . Было получено, что последняя нейтронная пара находится на  $\sim 75\%$  в конфигурации  $(2s^2 + 1d^2)$ .

В экспериментах при измерении неупругого рассеяния  $^{12}\text{Be}$  на разных мишенях для перехода  $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+$  была установлена большая квадрупольная деформация (величина деформации  $\delta = 2,00$  и  $\beta_2 = 0,7$ ). Сравнение с характеристиками соседних изотопов углерода,  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{C}$ , в том числе поведение энергий первых  $2^+$ -состояний, и обнаруженный контраст между  $^{12}\text{Be}$  и  $^{14}\text{C}$  (оба ядра с  $N = 8$ ) еще раз указали на исчезновение магии при  $N = 8$ , поскольку свойства низколежащих состояний четно-четных ядер (схемы уровней и вероятности переходов) очень чувствительны к изменениям оболочечной структуры. Другое доказательство этого — обнаружение изомерного  $0^+$ -состояния в  $^{12}\text{Be}$  [29]. Кроме того, недавно впервые было измерено время жизни первого  $2^+$ -состояния в  $^{12}\text{Be}$  [30]:  $(2,5 \pm 0,7(\text{стат.}) \pm 0,3(\text{сист.}))$  пс, из чего следует значение  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+) = (8,0 \pm 2,2 \pm 0,8) e^2 \cdot \text{фм}^4$  (или  $(4,9 \pm 1,3 \pm 0,5) \text{ W. u.}$ ). Это значение выше, чем значения для  $^{14}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , и практически такое же, как для  $^{10}\text{Be}$ .

Понимание структуры  $^{12}\text{Be}$  очень существенно для интерпретации структуры более тяжелых изотопов бериллия —  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ .

**5.5.3. Ядро  $^{13}\text{Be}$ .** В ранних теоретических работах было показано, что ядро  $^{13}\text{Be}$  нуклонно-нестабильно по отношению к распаду  $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$  с энергией распада в пределах  $0,9\text{--}3,3$  МэВ. Лишь в работе [31] не исключалась нуклонная стабильность  $^{13}\text{Be}$  (предсказывалось, что  $^{13}\text{Be}$  может быть связан на  $0,009\text{--}0,038$  МэВ). Первые эксперименты, нацеленные на синтез ядра  $^{13}\text{Be}$  в реакциях передачи, а также в реакциях фрагментации (мишени или бомбардирующего иона), не привели к положительным результатам [32, 33].

Несколько позже ядро  $^{13}\text{Be}$  наблюдалось в реакции передачи  $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{13}\text{Be}$  в виде резонанса в спектре ядер  $^8\text{B}$  [34]. Однако маленькая статистика событий в области резонанса (уровень фона был сравним с эффектом) не позволила определить массу с погрешностью меньшей, чем  $0,5$  МэВ, — его избыток массы составил  $M. E. = (35,0 \pm 0,5)$  МэВ, т. е. указывал на ядерную нестабильность ядра  $^{13}\text{Be}$  по отношению к распаду  $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$  на  $(1,9 \pm 0,5)$  МэВ.

**5.5.3.1. Измерение спектра  $^{13}\text{Be}$ .** Впервые более прецизионное измерение спектра  $^{13}\text{Be}$  было проведено в реакции двойной перезарядки  $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$  при энергии  $337$  МэВ на магнитном спектрометре в НМИ (Берлин) [35]. Результат этой работы приведен на рис. 5.5б, где представлены спектры ядер  $^{14}\text{O}$ , полученные в реакциях на двух мишенях ( $^{13}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}$ ) и измеренные в одинаковых условиях. Спектр энергий  $^{13}\text{Be}$  представлен после вычета фона, определенного из реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{12}\text{Be}$ . Энергетическое разрешение аппаратуры в этом эксперименте составляло  $400$  кэВ. Хорошо известные уровни в ядре  $^{12}\text{Be}$  [1] использовались в качестве энергетической ка-

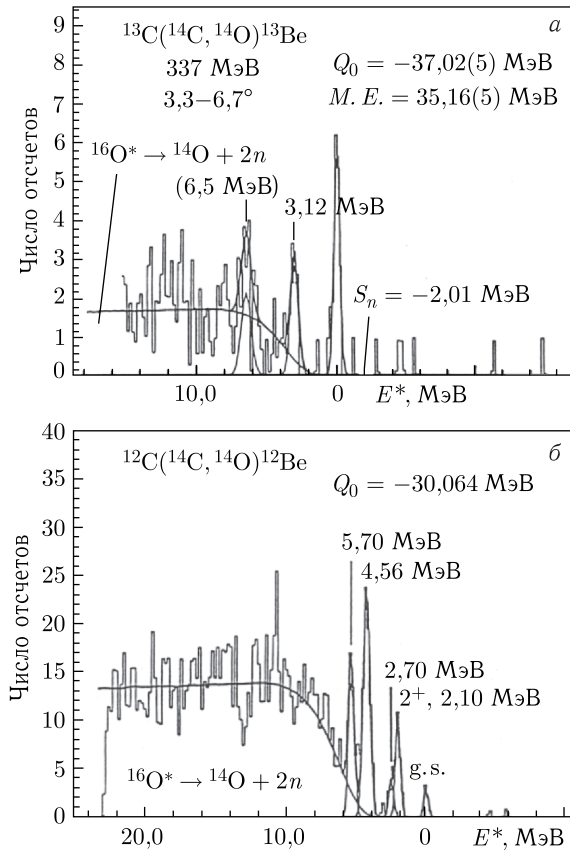


Рис. 5.56. Спектры энергий возбуждения ядер  $^{13}\text{Be}$  и  $^{12}\text{Be}$  из реакций  $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$  (а) и  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{12}\text{Be}$  (б) соответственно при энергии 337 МэВ в угловом диапазоне 3,3–6,7° [35]. Указаны энергии резонансов. Сплошная кривая — вклад от распада высоковозбужденного  $^{16}\text{O}^*$ .  $S_n$  и g. s. обозначают ( $^{12}\text{Be} + n$ )-порог и основное состояние соответственно

либровки ( $Q$ -реакции) для спектра  $^{13}\text{Be}$ . Первому пику (который практически свободен от фона — рядом с этим пиком зарегистрированы лишь несколько одиночных событий слева от порога развала  $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$ ) соответствовала масса  $M. E. = 35,16(5)$  МэВ, т. е. резонанс отстоял от порога на 2,01(5) МэВ. Если бы эта линия соответствовала основному состоянию, то  $^{13}\text{Be}$  был бы не связан по отношению к испусканию одного нейтрона на 2,01 МэВ. Наблюдаемая в спектре ширина пика составляла  $\text{FWHM} = 540$  кэВ. С учетом энергетического разрешения (400 кэВ) и разницы в потерях энергии в мишени из  $^{13}\text{C}$  пучка  $^{14}\text{C}$  и регистрируемого ядра  $^{14}\text{O}$  (0,21 МэВ), для ширины резонанса было получено значение  $\Gamma = 0,3(2)$  МэВ. Второй резонанс находился на 3,12(7) МэВ, а третий на 6,5(2) МэВ выше первого. Их ширины соответственно были равны  $\Gamma = 0,4(2)$  и 0,9(3) МэВ. Соответствующие этим резонансам пики в спектре описываются плавным распределением, которое

является результатом распада высоковозбужденного ядра  $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{14}\text{O} + 2n$  (вклад этого процесса показан сплошной кривой, он рассчитывался для двух реакций с одинаковыми параметрами).

В экспериментах, проведенных в Лаборатории ядерных реакций в Дубне, ядро  $^{13}\text{Be}$  изучалось также с помощью магнитного спектрометра в реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$  при энергии пучка ионов  $^{11}\text{B}$  190 МэВ [36]. При таких же условиях были измерены характеристики реакций  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$  и  $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{15}\text{C}$  — с их помощью определялся фон от реакций на примесях в  $^{14}\text{C}$ -мишени. Вклад от реакции  $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{15}\text{C}$  был незначительным. Для энергетической калибровки использовались основные и возбужденные состояния ядер  $^{12}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$  и  $^{14}\text{C}$ , заселяемые с большим сечением в реакциях захвата двух протонов  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{12}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{10}\text{Be}$  и  $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}$ .

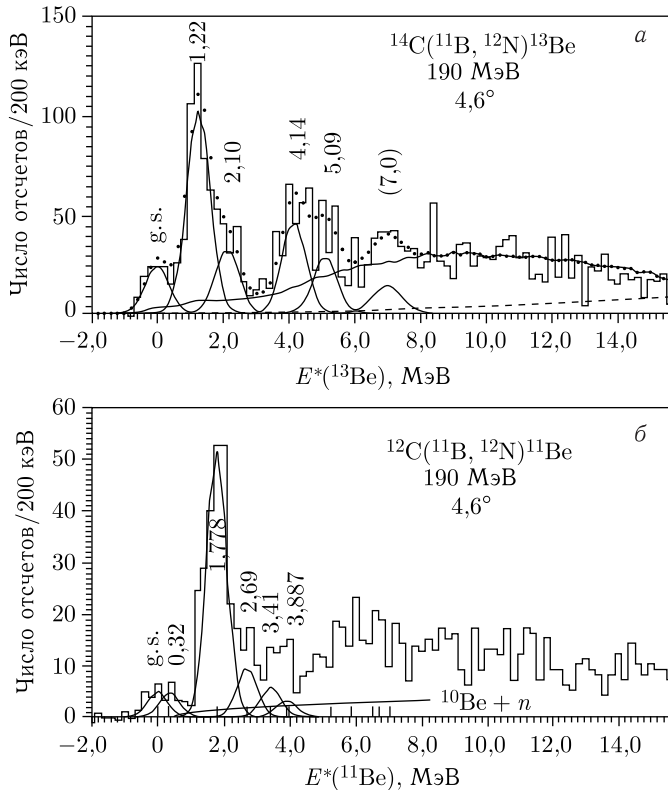


Рис. 5.57. а) Спектр ядер  $^{12}\text{N}$  из реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$  после вычета фона от примесей в мишени. Гистограмма — экспериментальный спектр; сплошная кривая — сумма вкладов от трехчастичного процесса  $^{12}\text{N} + ^{12}\text{Be} + n$  и последовательного распада  $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$ ; штриховая — расчет для четырехчастичного фазового пространства  $^{12}\text{N} + ^{11}\text{Be} + n + n$ ; точки — сумма всех компонент разложения спектра [58].

б) Спектр из реакции  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$  [36]

Спектр ядер  $^{12}\text{N}$  из реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ , после вычета фона от примесей, представлен на рис. 5.57, а. Видны пики, соответствующие резонансам в ядре  $^{13}\text{Be}$ . Эти пики расположены над гладким фоновым распределением, являющимся результатом процессов, протекающих с образованием более двух тел в выходном канале реакции (см. подпись к рисунку). Необходимо отметить, что по сравнению с опытом на магнитном спектрометре в Берлине (реакция  $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$  [35]) в данном эксперименте энергетическое разрешение было несколько хуже ( $\sim 700$  кэВ), но количество событий более чем в 20 раз больше, т. е. полученные результаты статистически более надежны.

Наиболее низкий по энергии резонанс в реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$  (рис. 5.57, а) соответствует  $M.E. = 33,95(9)$  МэВ, он был приписан основному состоянию  $^{13}\text{Be}$  с энергией распада  $0,80(9)$  МэВ. В спектре наблюдаются еще несколько пиков — возбужденные состояния с энергиями  $1,22(10)$ ,  $2,10(16)$ ,  $4,14(12)$ ,  $5,09(14)$  и  $\sim 7,0(2)$  МэВ. На рис. 5.57, б приведен также спектр из реакции  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$ . Основное состояние  $^{11}\text{Be}$  с  $J^\pi = 1/2^+$  и первое возбужденное состояние ( $0,32$  МэВ,  $J^\pi = 1/2^-$ ) в этой реакции заселялись слабо. Наиболее интенсивно возбуждалось состояние при энергии  $1,78$  МэВ, для которого  $J^\pi = 5/2^+$ .

**5.5.3.2. Обсуждение структуры  $^{13}\text{Be}$ .** В табл. 5.21 представлены результаты измерения избытка массы нестабильного ядра  $^{13}\text{Be}$  и состояния с наименьшей резонансной энергией. В работах [44, 46, 57–59] использовались реакции передачи нуклонов. Отметим, что полученное в [58] значение массы  $33,95(9)$  МэВ неплохо согласуется с более ранними расчетами: [46] —  $34,31$  МэВ, [47] —  $34,20$  МэВ, [48] —  $34,05$  МэВ. В реакции на  $\pi^-$ -мезонах  $^{14}\text{C}(\pi^-, p)$  авторы [38] показали возможность двух разных интерпретаций полученного спектра. В одном случае  $^{13}\text{Be}$  не связан на  $0,65$  МэВ, что близко к значению, полученному в реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$  [36]. Во втором случае,

Таблица 5.21. Экспериментальные значения избытка массы ( $M.E.$ ) наиболее низколежащего уровня ядра  $^{13}\text{Be}$ , энергии резонанса ( $E_R$ ) над порогом испускания одного нейтрона и ширины резонанса ( $\Gamma$ ), полученные в реакциях при указанных значениях энергии пучка ( $E$ )

Реакция	$E$ , МэВ	$M.E.$ , МэВ	$E_R$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Работа
$^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^8\text{B})$	82	$35,0 \pm 0,5$	$1,8 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,5$	[34]
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})$	337	$35,16 \pm 0,05$	$2,01 \pm 0,05$	$0,3 \pm 0,2$	[33]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})$	190	$33,95 \pm 0,09$	$0,80 \pm 0,09$	$\sim 1,0$	[36]
$d(^{12}\text{Be}, p)$	55А		2,0		[27]
$^{14}\text{C}(\pi^-, p)$	30		$0,65 \pm 0,10$	$\approx 0,25$	[38]
$^{12}\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be} + n)$	41А		0,7	1,3	[33]

Примечание. Результаты расположены в хронологическом порядке.

когда спектр описывался двумя пиками, было показано, что самый низкий резонанс отстоит от порога развала  $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$  всего на 90 кэВ.

В работе [33] в реакции выбивания одного протона из пучка  $^{14}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be} + n)$ , был обнаружен широкий пик, соответствующий резонансу в  $^{13}\text{Be}$  при энергии 0,7 МэВ выше порога развала  $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$ , что также согласуется с результатом дубненской работы [36].

Интересный результат был получен в RIKEN на вторичном пучке ионов  $^{12}\text{Be}$  в реакции  $^{12}\text{Be}(d, p)$  в обратной кинематике [27]. В этой реакции,

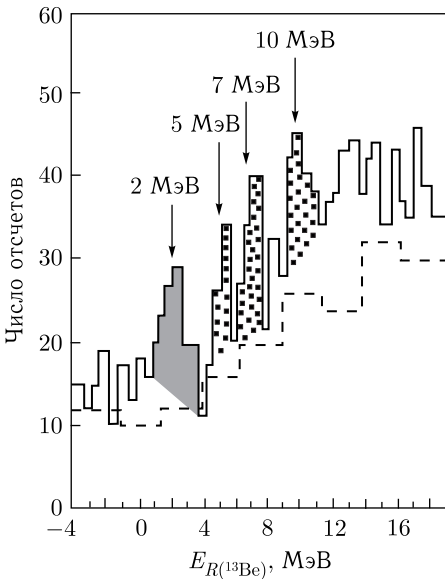


Рис. 5.58. Спектр протонов из реакции  $\text{CD}_2(^{12}\text{Be}, p)$  как функция энергии над порогом развала в  $n + ^{12}\text{Be}$  (сплошная гистограмма) и из реакции  $\text{C}(^{12}\text{Be}, p)$  (штриховая гистограмма) [27]

аналогично результату [36], в спектре протонов наиболее низколежащий резонанс проявился при энергии 2 МэВ над порогом развала  $^{13}\text{Be}$  на  $^{12}\text{Be} + n$ ; здесь наблюдались также резонансы при 5, 7 и 10 МэВ (рис. 5.58).

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

Таким образом, во всех экспериментах наблюдался уровень, находящийся на  $\sim 2$  МэВ выше порога развала  $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$ . Обнаружено также состояние при 2,90 МэВ, расчеты и данные

экспериментов предсказывают положение резонанса с энергией над порогом  $\sim 5$  МэВ. Выше этой энергии данные о резонансах в разных работах отличаются друг от друга [44].

Между тем в области энергий ниже 2 МэВ ситуация также неоднозначна. В работе [46] не исключалось наличие резонанса ниже 2 МэВ, однако в работе [58] был обнаружен более низколежащий уровень с резонансной энергией  $E_R = 0,8$  МэВ, который интерпретировался как основное состояние. Такая же интерпретация дана для резонанса с  $E_R = 0,7$  МэВ.

В связи с такой неопределенностью в структуре  $^{13}\text{Be}$  мы провели анализ всех данных с целью более однозначной интерпретации структуры  $^{13}\text{Be}$ .

Основываясь на существующих данных, можно предположить, что резонанс с энергией  $\sim 2$  МэВ является не основным, а возбужденным состоянием ядра  $^{13}\text{Be}$ . Сравнение с результатами расчетов [46, 47] показывает, что, возможно,  $^{13}\text{Be}$  нестабилен на величину энергии  $\sim 1$  МэВ или даже его основное состояние находится вблизи порога развала.

Важным является вопрос о структуре состояния с резонансной энергией  $E_R \approx 2$  МэВ, с учетом того, что оно не является основным состоянием ядра  $^{13}\text{Be}$ . В работе [48] был проведен  $R$ -матричный расчет ширины этого состояния: результат получился близким к экспериментальному значению  $\Gamma = 0,3(2)$  МэВ в предположении о том, что распад этого уровня идет с испусканием нейтрона из уровня с  $l = 2$  или  $l = 1$ . Таким образом, этот резонанс мог иметь спин и четность  $5/2^+$  или  $1/2^-$ . Расчет [48] предсказывает уровень  $5/2^+$  при  $E^* = 1,55$  МэВ ( $E_R = 2,45$  МэВ). В [47] первому возбужденному уровню приписывались спин и четность  $J^\pi = 5/2^+$ . Этому состоянию соответствует энергия 2 МэВ и  $J^\pi = 5/2^+$ . Расчеты также хорошо воспроизводят ширину резонанса, когда  $J^\pi = 5/2^+$ .

Подтверждением вывода о спине и четности резонанса  $5/2^+$  служит результат, полученный в работе [58]. Сравнение спектра  $^{13}\text{Be}$  с энергетическим спектром  $^{11}\text{Be}$  из реакции  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$  (см. рис. 5.57, б) показывает, что наблюдаются пики, соответствующие двум самым низким уровням  $^{11}\text{Be}$  — основному состоянию с необычной четностью ( $J^\pi = 1/2^+$ ) и первому возбужденному состоянию ( $J^\pi = 1/2^-$ ). Эти два уровня в реакции ( $^{11}\text{B}, ^{12}\text{N}$ ) заселяются слабо, в отличие от уровня 1,78 МэВ ( $J^\pi = 5/2^+$ ), который заселяется с большим сечением. Из сходства спектров  $^{13}\text{Be}$  и  $^{11}\text{Be}$  следует вывод, что уровень в  $^{13}\text{Be}$  с энергией  $\sim 2$  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  $^{11}\text{Be}$ . Здесь необходимо заметить, что резонансная энергия этого уровня (с  $J^\pi = 5/2^+$ ) почти совпадает с энергией  $E^* = 2,1$  МэВ  $2^+$ -состояния в ядре-коре  $^{12}\text{Be}$ . Поэтому не исключено, что он является комбинацией конфигураций  $^{12}\text{Be}(2^+) \otimes \nu 2s1/2$  и  $^{12}\text{Be}(0^+) \otimes \nu 1d5/2$ .

В экспериментах [58] наблюдались пики при энергиях соответственно  $E_R = 5,13$  и 4,94 МэВ. Как уже отмечалось, с ними, в пределах погрешности, совпали резонансы при 5 и 4,96 МэВ. Расчет, проведенный в [46], среди несколько других состояний предсказывает второй  $5/2^+$ -уровень при  $E^* = 3,6$  МэВ ( $E_R = 4,5$  МэВ) — это значение неплохо согласуется с экспериментальным значением  $E_R \approx 5$  МэВ. Не исключено, что это  $l = 2$  резонанс, построенный также на возбужденном  $2^+$ -состоянии ядра-кора  $^{12}\text{Be}$ . Совпадает по энергии с экспериментальным значением и расчет в работе [53], где получены резонансы при 4,8 и 5,2 МэВ, однако здесь приписаны спин и четность  $1/2^+$ . В той же работе в области 2,5–3 МэВ предсказан еще один резонанс с  $3/2^+$ , возможно, он соответствует уровню с  $E_R = 2,9$  МэВ, обнаруженному в работе [58]. Напомним, что резонанс с энергией  $\sim 2$  МэВ соответствует возбужденному состоянию ядра  $^{13}\text{Be}$ . Этот вывод базируется,



в первую очередь, на систематике уровней ядер с  $N = 9$  (экстраполяция по цепочке  $^{17}\text{O}-^{15}\text{C}-^{13}\text{Be}$  дает  $2s1/2$ -конфигурацию для основного состояния  $^{13}\text{Be}$ ). Наличие  $s$ -состояния в ядре  $^{13}\text{Be}$  следует также из некоторых расчетов: в работе [46] предсказывается нестабильность ядра на энергию 0,9 МэВ, в работе [53] оно чуть связано: на 9–38 кэВ (что сильно отличается от других предсказаний). Как отмечается в работе [53], предсказание связанного состояния зависит от выбора нуклон-нуклонного взаимодействия, а также от точности экспериментально измеренной энергии резонанса  $5/2^+$ . В любом случае делается вывод, что состояние  $1/2^+$  по крайней мере должно лежать вблизи порога развала. Предположение о том, что это состояние слабо связано, ведет к его необычным свойствам — среднеквадратичный радиус может быть даже в 3 раза больше радиуса ядра-кора  $^{12}\text{Be}$ , и тогда  $^{13}\text{Be}$  оказывается галообразным ядром. Расчет в рамках релятивистской теории среднего поля также показал, что основное состояние имеет нейтрон на  $2s1/2$ -орбите и что она находится на  $\sim 2-2,5$  МэВ ниже  $5/2^+$ -орбиты, при этом  $^{13}\text{Be}$  не связан на  $\sim 0,5$  МэВ.

С другой стороны, можно полагать, что у ядра  $^{13}\text{Be}$  есть кор —  $^{12}\text{Be}$ , а основное  $1/2^+$ -состояние ядра  $^{11}\text{Be}$  соответствует дырочному состоянию в последней заполненной орбите ядра  $^{12}\text{Be}$ , которая, следовательно, есть  $s$ -орбита. Поэтому, для того чтобы получить ядро  $^{13}\text{Be}$  из  $^{12}\text{Be}$ , требуется посадить следующий нейтрон на  $p$ -орбиту, таким образом, спин и четность основного состояния  $^{13}\text{Be}$  будет  $1/2^-$ .

Действительно, согласно некоторым теоретическим расчетам, конфигурация  $1p1/2$  возможна (рис. 5.57). В работе [47] в рамках оболочечной модели при использовании  $(0 + 1)\hbar\omega$ -пространства предсказывается основное  $1/2^-$ -состояние и лежащее вблизи него  $5/2^+$ -состояние. Это означает, что имеется инверсия уровней, т.е.  $2s1/2$ -орбита лежит ниже орбиты  $1p1/2$ , на которой должен находиться последний нечетный нейтрон. В согласии с этим выводом находится расчет в рамках оболочечной модели с учетом спаривания двух нейтронов [57]. В этой работе, для того чтобы объяснить энергию отделения двух нейтронов в  $^{14}\text{Be}$  и получить  $5/2^+$ -уровень в  $^{13}\text{Be}$  при  $E_R = 2$  МэВ, предполагалась инверсия состояний  $1p1/2$  и  $2s1/2$  (как в  $^{11}\text{Be}$ ), а также что  $2s1/2$  — последняя заполненная орбита в  $^{12}\text{Be}$  (т.е. нейтроны заполняют орбиты  $1s1/2$ ,  $1p3/2$  и  $2s1/2$ ). Из этого следовало, что в  $^{13}\text{Be}$   $2s1/2$ -орбита тоже заполнена и основное состояние  $^{13}\text{Be}$  (нейтрон на  $1p1/2$ -орбите) должно иметь спин и четность  $J^\pi = 1/2^-$  и быть не связанным на энергию  $\sim 300$  кэВ. В более поздних работах использовалась модель, где  $^{13}\text{Be}$  рассматривался как ядро с нейтроном, посаженным на ядро-кор  $^{12}\text{Be}$ , которое имеет структуру  $[(1s1/2)^2(1p3/2)^4(2s1/2)^2]$ , т.е. предполагалась инверсия уровней  $1p1/2$  и  $2s1/2$ : было подтверждено значение  $J^\pi = 1/2^-$  для основного состояния  $^{13}\text{Be}$ , а для энергии его развала было получено значение 0,68 МэВ (ближе к результату из эксперимента [58]). При этом были воспроизведены с хорошей точностью энергии отделения двух нейтронов

в ядрах  $^{12}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ , а также рассчитана структура основного состояния ядра  $^{12}\text{Be}$  как состоящего на  $\sim 70\%$  из вышеуказанной конфигурации, в полном соответствии с экспериментом [58]. Конфигурация  $[(1s1/2)^2(1p3/2)^4(1p1/2)^2]$  в ядре  $^{12}\text{Be}$ , хотя и возможна, намного менее вероятна.

Рассмотрим структуру наиболее низколежащего резонанса с  $M.E. = 33,95(9)$  МэВ, полученного в эксперименте [58] и отнесенного к основному состоянию  $^{13}\text{Be}$  (в таком случае  $^{13}\text{Be}$  не связан на 0,8 МэВ). Как было предположено выше, есть все основания полагать, что это  $s$ -состояние. 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 [58], который допускает такую большую ширину. Аналогичность спектров  $^{13}\text{Be}$  и  $^{11}\text{Be}$  [58] позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемое состояние имеет  $J = 1/2$ . Отметим, что в согласии с этим результатом в эксперименте [36] в  $^{13}\text{Be}$  был обнаружен широкий резонанс при энергии над порогом 0,7 МэВ; он интерпретировался как  $s$ -состояние. Что касается расчетов, то в [48] предсказывается основное  $1/2^+$ -состояние, находящееся ниже состояния  $5/2^+$  и не связанное на  $\sim 0,9$  МэВ. В работе [57] наличие в  $^{13}\text{Be}$  резонанса ниже 2 МэВ не исключалось, а отсутствие 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 в реакциях передачи нуклонов при этих энергиях с очень низким сечением, 2)  $s$ -состояние ожидается с большой шириной, что трудно обнаружить при малой статистике.

Из приведенного выше анализа теоретической и экспериментальной информации трудно сделать однозначный вывод о характеристиках как основного, так и возбужденных состояний  $^{13}\text{Be}$ . Данное ядро должно быть, по нашему мнению, предметом дальнейших детальных исследований, так как его структура связана непосредственно со структурой соседнего изотопа —  $^{14}\text{Be}$ .

**5.5.4. Ядро  $^{14}\text{Be}$ .** В отличие от ядра  $^{13}\text{Be}$  соседнее ядро  $^{14}\text{Be}$  с дополнительным нейтроном является стабильным — оно принадлежит к группе бормиановских ядер. Поэтому его структура сильно зависит от конфигурации основного состояния в ядре  $^{13}\text{Be}$ . Результаты, полученные в экспериментах по измерению полного сечения взаимодействия, откуда определялся радиус ядра  $^{14}\text{Be}$  [8], а также данные по распределению импульса фрагментов  $^{12}\text{Be}$  из развала  $^{14}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + 2n$  [39], свидетельствуют о существовании в  $^{14}\text{Be}$  гало из двух нейтронов. Однако энергия отделения двух нейтронов от ядра  $^{14}\text{Be}$  примерно на 1 МэВ больше ( $S_{2n} = 1,34(11)$  МэВ или  $1,26(13)$  МэВ), чем у ядра  $^{11}\text{Li}$  ( $S_{2n} = (0,300 \pm 0,019)$  МэВ) [40]. Ядро  $^{14}\text{Be}$  рассматривается как структура, состоящая из ядра-кора ( $^{12}\text{Be}$ ) и двух «валентных» нейтронов.

Изотоп  $^{14}\text{Be}$  был впервые обнаружен в реакции фрагментации  $U + p$  (4,8 ГэВ) [41]. Масса  $^{14}\text{Be}$  впервые была измерена в реакции двойной перезарядки на пионах  $^{14}\text{C}(\pi^-, \pi^+)^{14}\text{Be}$  [42]. Из полученных данных следо-

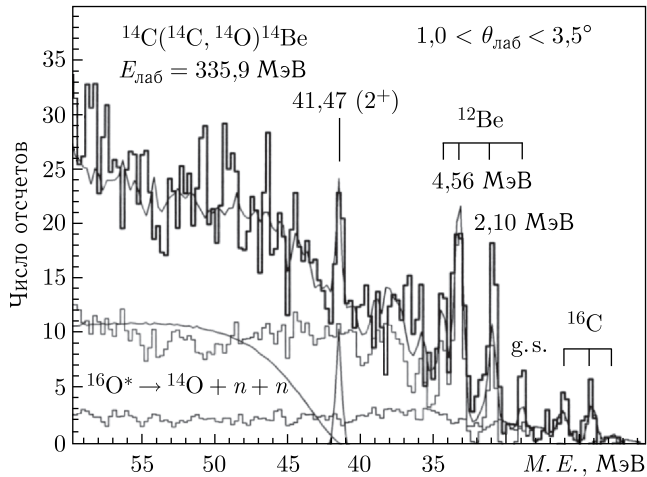


Рис. 5.59. Спектр  $^{14}\text{Be}$  из реакции  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{14}\text{Be}$  при энергии 335,9 МэВ в диапазоне  $1,0 < \theta_{\text{лаб}} < 3,5^\circ$  [43]. Вклад от примесей в мишени отмечен как  $^{12}\text{Be}$  и  $^{16}\text{C}$

вало, что  $^{14}\text{Be}$  на 0,4–1 МэВ более связанный, чем ранее предсказывалось в расчетах [43]. В настоящее время избыток массы  $^{14}\text{Be}$  оценивается как  $M.E. = 39,95(13)$  МэВ. Это соответствует энергии отделения двух нейтронов  $S_{2n} = 1,26(13)$  МэВ [44]. Экспериментальные данные о структуре ядра  $^{14}\text{Be}$  весьма ограничены. До проведения эксперимента [42] данных о возбужденных состояниях в  $^{14}\text{Be}$  практически не было.

Ядро  $^{14}\text{Be}$  изучалось в реакции двойной перезарядки  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{14}\text{Be}$  при энергии ионов  $^{14}\text{C}$ , равной 335,9 МэВ (рис. 5.59) [43]. Основное состояние  $^{14}\text{Be}$  в этом эксперименте не наблюдалось. Кроме линий на примесях  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  в мишени, в спектре регистрируемого ядра  $^{14}\text{O}$  наблюдался только один узкий пик, которому соответствовал избыток массы ядра  $^{14}\text{Be}$   $M.E. = 41,47(6)$  МэВ. Пик был приписан возбужденному состоянию  $^{14}\text{Be}$ . На основании известных таблиц масс [44], в которых  $M.E.(^{14}\text{Be}) = 39,95(13)$  МэВ (тогда  $S_{2n} = 1,26(13)$  МэВ), была оценена энергия возбуждения этого уровня, которая составила  $E^* = 1,52$  МэВ, т. е. можно было ожидать, что он является нестабильным по отношению к распаду  $^{14}\text{Be}^* \rightarrow ^{12}\text{Be} + 2n$  на 0,25(6) МэВ. Измеренная в работе [43] ширина уровня оказалась невелика и составила  $\Gamma \leq 100$  кэВ. Этот пик был приписан первому  $2^+$ -уровню в ядре  $^{14}\text{Be}$  с конфигурацией  $(d5/2)^2$  по аналогии с первым возбужденным уровнем 1,77 МэВ, тоже  $2^+$ , в ядре  $^{16}\text{C}$  ( $Z = 6, N = 10$ ). В остальных участках спектра трудно было определить присутствие других уровней.

Существование уровня при  $E^* = 1,59$  МэВ [43] было подтверждено при измерении неупругого рассеяния вторичного пучка  $^{14}\text{Be}$  с энергией 73,6 МэВ/А на протонной мишени. Для возбужденного состояния была

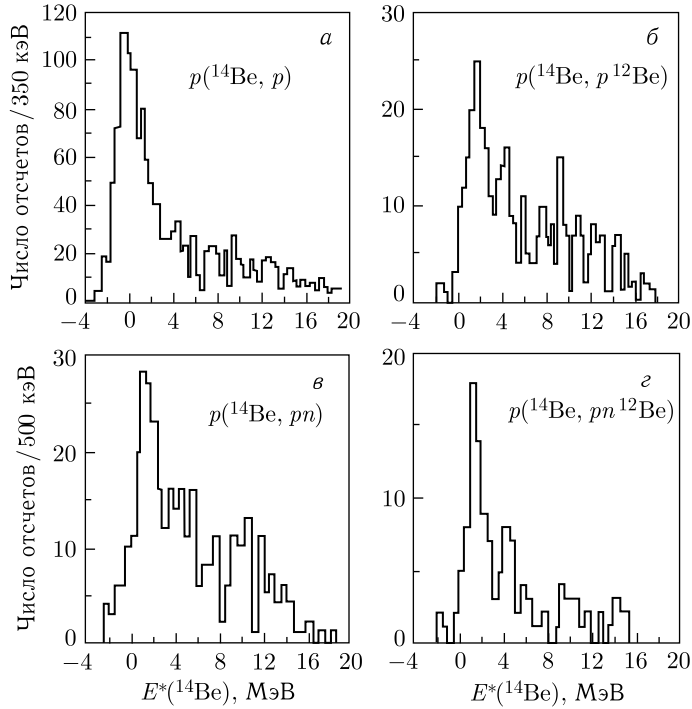


Рис. 5.60. Спектры протонов, измеренные при рассеянии  $^{14}\text{Be} + p$  [45]

определена энергия  $E^* = 1,6(1)$  МэВ [45]. В этой работе получено также указание на существование второго уровня при  $E^* = 4,1(2)$  МэВ (рис. 5.60).

Поиск возбужденных состояний в  $^{14}\text{Be}$  проводился и в других экспериментах. В работе [39] при диссоциации ядер пучка  $^{14}\text{Be}$  (35 МэВ/А) наблюдалась структура в спектре инвариантной массы, которая соответствовала резонансу при  $E_R = 1,8(1)$  МэВ ( $E^* = 3,14$  МэВ) с шириной  $\Gamma = 0,8(4)$  МэВ. В другом эксперименте был получен спектр относительной энергии фрагментов развала  $^{14}\text{Be}$  (287 МэВ/А) на углеродной мишени: параметры обнаруженного резонанса оказались равны  $E^* = 2,56(21)$  МэВ ( $E_R = 1,22(18)$  МэВ),  $\Gamma = 1,67(76)$  МэВ, и ему были приписаны спин и четность  $J^\pi = 0_2^+$ . В эксперименте, проведенном в Японии в RIKEN, в реакции  $^{14}\text{Be}(75 \text{ МэВ/А}) + ^{12}\text{C}$  при неупругом возбуждении ядра  $^{14}\text{Be}$  с его последующим развалом на  $^6\text{He} + ^8\text{He}$  (порог для этого процесса равен 9,31 МэВ) были обнаружены уровни, расположенные высоко по энергии — 10,8, 11,6 и 15,5 МэВ [27]. Последний эксперимент [45] в RIKEN показал, что в неупругом рассеянии пучка  $^{14}\text{Be}$  (68 МэВ/А) на  $^{12}\text{C}$  также наблюдается обнаруженный в [43] возбужденный уровень в  $^{14}\text{Be}$ . Его энергия, измеренная в этом эксперименте, оказалась равной  $E^* = 1,54(13)$  МэВ.

Теоретические расчеты уровней  $^{14}\text{Be}$  кроме состояния при  $E^* = 1,8\text{--}2,0$  МэВ предсказывали и другие уровни: 2,84 ( $1^-$ ), 3,43 ( $0^+$ ), 4,4 ( $2^+$ )

и 5,0 ( $3^-$ ) МэВ [53], 3,67 ( $4^+$ ) и 5,30 ( $2^+$ ) МэВ, 5,4 ( $4^+$ ) МэВ [47]. Кроме того, было получено еще около 15 уровней, формирующих три ротационных полосы, в одной из которых  $K^\pi = 0_2^+$ . Эти возбужденные состояния характеризовались необычной структурой из  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  кластеров. Можно отметить также результат расчета [61], где  $2^+$ -состояние получилось связанным на 30–150 кэВ (т. е.  $E^* \approx 1,2\text{--}1,3$  МэВ).

Обсудим структуру состояния при  $E^* = 1,59$  МэВ [43]. Прямого определения спина и четности не было. Однако по аналогии с первым возбужденным  $2^+$ -уровнем 1,77 МэВ в  ${}^{16}\text{C}$  ( $Z = 6$ ,  $N = 10$ ) новое состояние в ядре  ${}^{14}\text{Be}$  при  $E^* = 1,59$  МэВ было интерпретировано как первое  $2^+$ -состояние с конфигурацией  $(d5/2)^2$ . Эта интерпретация основывается на расчетах [47, 53], где для первого возбужденного уровня было получено  $J^\pi = 2^+$  и предсказано значение  $E^* = 1,95$  МэВ [47],  $\sim 1,80$  МэВ [53] и позже — 1,9 МэВ [61] и  $\sim 2,0$  МэВ, что находится в хорошем согласии с экспериментом [43], а также с данными работы [27]. Такая интерпретация затем была подтверждена экспериментально в работе [45], в которой на основании измеренного углового распределения этому состоянию приписали спин и четность  $J^\pi = 2^+$  (отметим, что в этой же работе расчет в рамках оболочечной модели для  $2^+$ -состояния дал значение  $E^* = 1,93$  МэВ).

Структура ядра  ${}^{14}\text{Be}$  рассчитывалась также в работах [61, 62], где было получено, что два внешних (валентных) нейтрона в  ${}^{14}\text{Be}(\text{g.s.})$  лежат на орбите  $2s1/2$  (в работе [61] вероятность этого оценена как 70%), а не на орбите  $2d5/2$ . Если бы они находились на орбите  $2d5/2$ , это означало бы, что  ${}^{14}\text{Be}$  нестабилен по отношению к испусканию двух нейтронов. Необходимо отметить, что расчеты [46, 53] предсказывают существование последнего нечетного нейтрона в основном состоянии ядра  ${}^{13}\text{Be}$  на орбите  $2s1/2$  (как это предлагается и на основании результатов некоторых экспериментов); при образовании  ${}^{14}\text{Be}$  эта оболочка заполняется добавлением нейтрона. Между тем данные по сечениям, импульсным распределениям фрагментов развала и по пространственному распределению вещества и валентных нейтронов в  ${}^{14}\text{Be}$  [39, 62] можно было описать лишь при учете смешивания  $2s1/2$ - и  $1d5/2$ -орбит нейтронов гало. Экспериментально было показано, что в волновой функции основного состояния  ${}^{14}\text{Be}$  присутствует большая компонента  $2s1/2$ -конфигурации. Таким образом, из указанных расчетов и эксперимента следует, что возбужденный  $2^+$ -уровень с  $E^* = 1,59$  МэВ имеет в основном конфигурацию  $1d5/2$ , как это предполагалось в [43].

Измерение полного сечения взаимодействия в работе [19] позволило определить среднеквадратичный радиус ядра  ${}^{14}\text{Be}$ , который оказался равным  $R_{\text{rms}}^m = (3,16 \pm 0,38)$  фм. Теоретические расчеты [53, 62] распределения плотности для ядер  ${}^{14}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{Be}$  также указывают на увеличение радиуса и существование нейтронного гало в  ${}^{14}\text{Be}$ .

Измерения [49–52] распределения поперечного импульса фрагментов  ${}^{12}\text{Be}$  из развала  ${}^{14}\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{Be} + 2n$  показали, что оно имеет двухкомпонентную

структуру, аналогично случаю с ядром двухнейтронного гало  $^{11}\text{Li}$ . В работе [42] были измерены поперечное и продольное распределения импульса этих фрагментов и получено значение  $\Gamma \approx 92\text{--}96$  МэВ/с. Для сравнения: ширины импульсных распределений  $^{10}\text{Be}$ , полученных при фрагментации  $^{14}\text{Be}$  и  $^{12}\text{Be}$ , составляют  $\Gamma = (185 \pm 11)$  и  $(194 \pm 9)$  МэВ/с соответственно. Результаты этих экспериментальных работ показывают, что ширина импульсных распределений  $^{12}\text{Be}$ , образующегося при фрагментации ядер  $^{14}\text{Be}$ , намного меньше ширины распределений любых других фрагментов. Это узкое распределение указывает на большую пространственную протяженность валентных нейтронов в  $^{14}\text{Be}$ , что согласуется с предположением о существовании нейтронного гало в  $^{14}\text{Be}$ , хотя для этого ядра считалось, что  $S_{2n} = 1,34$  МэВ. Это существенно больше, чем, например, для ядра  $^{11}\text{Li}$  ( $S_{2n} = 0,300$  МэВ).

Поэтому представляет интерес исследование влияния дополнительной энергии связи на структуру ядра  $^{14}\text{Be}$ . Это продемонстрировано при измерении угловых распределений нейтронов.

В работе [52] измерялось угловое распределение нейтрона в совпадении с фрагментами  $^{12}\text{Be}$  от фрагментации  $^{14}\text{Be}$ . Была измерена ширина импульсного распределения одного нейтрона  $\Gamma = (47 \pm 5)$  МэВ/с. Это значение почти в 2 раза меньше значения, полученного в других экспериментах [42]. Имеющаяся к настоящему времени информация о ядрах  $^{14}\text{Be}$  и  $^{13}\text{Be}$  недостаточна для того, чтобы сделать однозначную интерпретацию полученной разницы. Однако в работе [54] эта разница объясняется сильной корреляцией между двумя нейтронами гало. Авторы работы [42] полагают, что как раз в этом и проявляется влияние более высокой энергии связи  $^{14}\text{Be}$  ( $S_{2n} = 1,34$  МэВ) на свойства нейтронного гало. Ядро  $^{14}\text{Be}$  относительно сильно связано, в то время как  $^{13}\text{Be}$  нестабилен на 0,8 МэВ. Поэтому  $n$ - $n$  взаимодействие должно обеспечить как минимум  $\sim 2,1$  МэВ, чтобы достичь указанной стабильности  $^{14}\text{Be}$ . (Для сравнения напомним, что для  $^{11}\text{Li}$  необходима дополнительная энергия порядка всего  $\sim 0,5$  МэВ.)

**5.5.5. Схемы уровней изотопов  $^{12}\text{Be}$ ,  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ .** Приведенные выше результаты, с учетом экспериментальных данных более поздних работ, позволили построить схемы уровней изотопов  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ . Они приведены на рис. 5.61 вместе со схемой уровней ядра  $^{12}\text{Be}$ .

Объяснить структуру тяжелых изотопов бериллия оказалось не просто. Если рассматривать  $^{12}\text{Be}$  как ядро-кор, немаловажной при интерпретации уровней  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  является информация о необычной структуре этого ядра. Так, были получены указания на то, что  $N = 8$  не является магическим числом в этом ядре (энергия  $2^+$ -состояния в  $^{12}\text{Be}$  ниже, чем в  $^{10}\text{Be}$ ; также относительно низкая энергия изомерного  $0_2^+$ -состояния), что его основное состояние скорее всего является смесью из нескольких разных нейтронных конфигураций. Здесь, кроме «обычной»  $1p1/2$ -конфигурации, присутствуют «внедренные»  $2s1/2$ - и  $1d5/2$ -конфигурации [2–5]. В связи с этим сложно

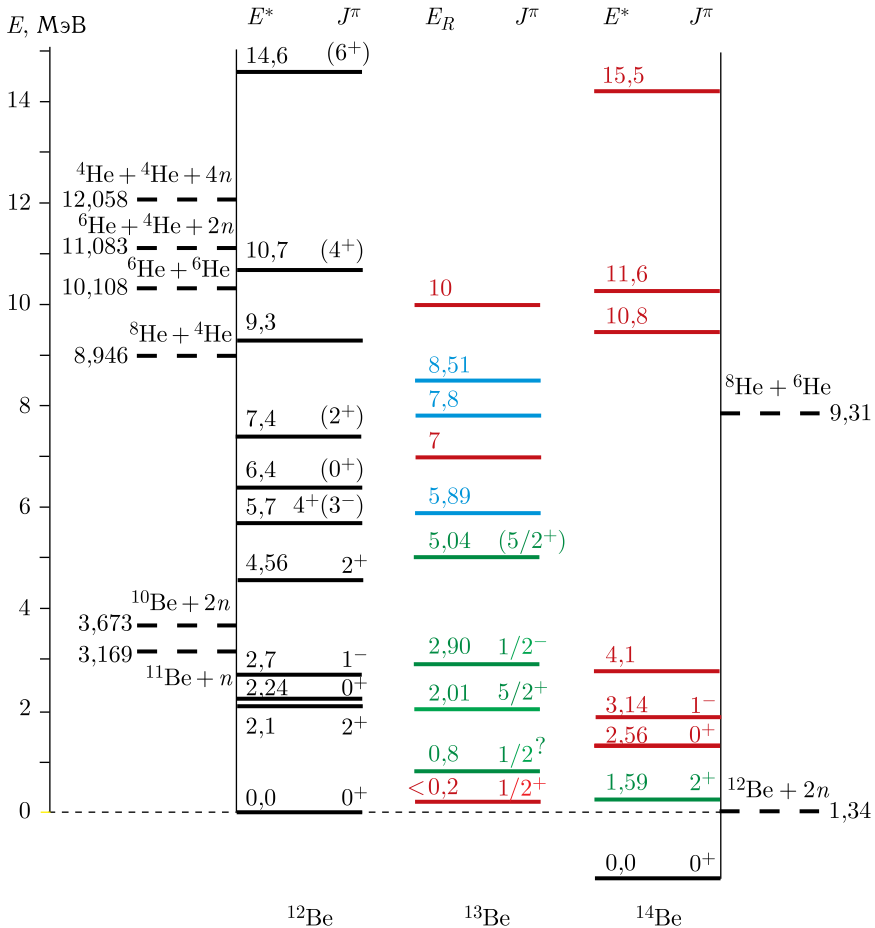


Рис. 5.61. Схемы уровней  $^{12}\text{Be}$ ,  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  отнесены к основному состоянию  $^{12}\text{Be}$ . Для  $^{12}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$  отложены энергии возбуждения  $E^*$ , для  $^{13}\text{Be}$  — резонансные энергии  $E_R$  в МэВ. Штриховые линии: слева — пороги испускания одного и двух нейтронов ядром  $^{12}\text{Be}$ , а также пороги его развала на  $^8\text{He} + ^4\text{He}$ ,  $^6\text{He} + ^6\text{He}$ ,  $^6\text{He} + ^4\text{He} + 2n$  и  $^4\text{He} + ^4\text{He} + 4n$ ; справа — порог испускания ядром  $^{14}\text{Be}$  двух нейтронов (в схеме соответствует нулевой отметке в  $^{12}\text{Be}$ ) и порог его развала на  $^8\text{He} + ^6\text{He}$  [66]. Данные для  $^{13}\text{Be}$  и  $^{14}\text{Be}$ : зеленым цветом отмечены резонансы, которые впоследствии были подтверждены другими авторами, красным цветом — данные разных авторов

предсказать, какие конфигурации будут преобладать при образовании  $^{13}\text{Be}$  из  $^{12}\text{Be}$ . А от низколежащих состояний в ядре  $^{13}\text{Be}$  зависит, в свою очередь, понимание структуры более тяжелого ядра  $^{14}\text{Be}$ . С учетом значений энергии связи  $^{14}\text{Be}$  можно получить для  $^{13}\text{Be}$  связанное основное  $s$ -состояние или возбужденный  $5/2^+$ -уровень, расположенный выше или ниже экспериментального. Противоречивые выводы по поводу резонансной энергии основного состояния  $^{13}\text{Be}$  не позволяют определить значения энергии, необходимой для отделения нейтронов из  $^{14}\text{Be}$ .

Таким образом, структура изотопа  $^{13}\text{Be}$  требует дальнейшего, более тщательного исследования. Это можно сделать в реакциях со стабильными ядрами, например  $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$  с  $Q = -30,7$  МэВ,  $^{10}\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$  с  $Q = -37,9$  МэВ, или с пучками радиоактивных ядер, в которых значения  $Q$ -реакции являются положительными ( $^9\text{Be}(^8\text{He}, ^4\text{He})^{13}\text{Be}$  с  $Q = +7,3$  МэВ и  $^{15}\text{B}(d, ^4\text{He})^{13}\text{Be}$  с  $Q = +6,4$  МэВ).

Для ядра  $^{14}\text{Be}$  требуется более прецизионное измерение его массы, так как точность ее определения, по последним данным, составляет всего 0,11–0,13 МэВ. Измерение массы этого ядра можно осуществить в реакции  $^{10}\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{O})^{14}\text{Be}$  ( $Q = -36,1$  МэВ) или в реакции с пучком радиоактивного  $^{15}\text{B}$  в обратной кинематике —  $^{15}\text{B}(t, ^4\text{He})^{14}\text{Be}$  ( $Q = +1,6$  МэВ) с использованием магнитного спектрометра высокого разрешения [55].

**5.5.6. Изотопы бериллия с  $A > 14$ .** Изотопы бериллия с  $A > 14$  были обнаружены экспериментально. Считается, что они нестабильны. Изучать их в обычных реакциях передачи трудно, поскольку  $Q$ -реакции имеют большое отрицательное значение, как это видно из оценок, представленных в табл. 5.22. В таблице также указаны некоторые реакции, которые могли бы быть использованы для исследования тяжелых изотопов бериллия.

Таблица 5.22. Возможные реакции для синтеза ядер  $^{15}\text{Be}$  и  $^{16}\text{Be}$

Ядро	Реакция	$Q$ , МэВ
$^{15}\text{Be}$	$^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{Ne})^{15}\text{Be}$	-64,0
	$^{10}\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{13}\text{O})^{15}\text{Be}$	-61,0
	$^{14}\text{Be}(d, p)^{15}\text{Be}$	-4,0
$^{16}\text{Be}$	$^{14}\text{C}(^{40}\text{Ar}, ^{38}\text{Ca})^{16}\text{Be}$	-68,0
	$^{14}\text{Be}(t, p)^{16}\text{Be}$	-10,0

Наибольшее сечение ожидается в реакциях с вторичными пучками радиоактивных ядер на легких мишенях в обратной кинематике:  $^{14}\text{Be} + d \rightarrow p + ^{15}\text{Be}$ , для которой  $Q = -4,0$  МэВ, или в реакции на дейтериевой мишени со срывом одного протона,  $^{15}\text{B}(d, 2p)^{15}\text{Be}$ . Для получения  $^{16}\text{Be}$ , возможно, реакция выбивания одного протона из ядра  $^{17}\text{B}$  будет наиболее эффективной. Однако подобные эксперименты требуют относительно высокой интенсивности пучка радиоактивных ядер  $^{14}\text{Be}$  и  $^{15}\text{B}$  ( $\geq 10^4$  с $^{-1}$ ), которая появится лишь с запуском ускорителей радиоактивных ядер нового поколения.

**5.5.7. Кластеризация в изотопах бериллия.** В настоящее время большой интерес вызывают состояния, образованные из нескольких  $\alpha$ -частиц и нескольких нейтронов [56–58]. 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  $N = Z$ .

Изотопы бериллия занимают здесь особое место, поскольку имеются аргументы в пользу существования структур с двумя центрами, так называемых даймеров (dimers) [58]. Нейтронно-избыточные изотопы бериллия демонстрируют исключительно  $\alpha$ - $\alpha$ -кластерную структуру, и возбужденные состояния формируют молекулярные структуры с двумя  $\alpha$ -частицами, связанными дополнительными нейтронами. В работах, посвященных этой проблеме, состояния в бериллиевых изотопах были сгруппированы в ротационные полосы и определены моменты инерции. Для понимания структуры этих изотопов использовалась корреляционная диаграмма нуклонов на молекулярных орбитах в двухцентровой системе [59].

Хорошо известно, что  ${}^8\text{Be}$  состоит из двух  $\alpha$ -кластеров [60]. В этом ядре установлена ротационная полоса, построенная на основном состоянии ( $0^+$  (g. s.),  $2^+$  (3,04 МэВ) и  $4^+$  (11,4 МэВ)). Ядро  ${}^9\text{Be}$  также имеет молекулярную структуру с двумя центрами, т. е. состоит из двух хорошо разделенных  $\alpha$ -частиц и одного валентного нейтрона, который создает молекулярную связь для  $\alpha$ -частиц. Расстояние между двумя  $\alpha$ -частицами в  ${}^9\text{Be}$  определяется с помощью момента инерции, извлекаемого из энергий возбуждения и спинов уровней в ротационной полосе основного состояния с  $K^\pi = 3/2^-$ . Определенное таким образом расстояние составляет 3,1(2) фм [11]. Поэтому  ${}^9\text{Be}$  рассматривается как лучший пример нуклонно-стабильной ядерной молекулы. Здесь имеют место две ротационные полосы, построенные на основном состоянии ( $3/2^-$ ) и на состоянии  $1/2^+$ . Известно, что основные состояния изотопов бериллия с  $A \geq 10$  имеют компактную форму, а молекулярные состояния расположены при более высоких энергиях возбуждения. Начиная с молекулярных состояний в  ${}^9\text{Be}$ , в ядре  ${}^{10}\text{Be}$ , с двумя нейтронами над  ${}^8\text{Be}$ , предсказываются 4 состояния при  $E^* = 6$  МэВ. Эти состояния были обнаружены экспериментально. Известные  $\gamma$ -переходы в  ${}^{10}\text{Be}$  и значения более высоколежащих уровней позволили построить ротационные полосы. На основании этого было показано, что уровни при  $E^* \sim 6$  МэВ являются молекулярными состояниями. Было предсказано также существование даймеров в ядрах  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{Be}$  (для  ${}^{11}\text{Be}$  — состояния при  $E^* = 3,96$  МэВ ( $3/2^-$ ), 5,25, 6,72 и 8,82 МэВ, которые известны из реакции  ${}^9\text{Be}(t, p)$ , образуют молекулярную ротационную полосу с началом при уровне  $3/2^-$ ).

На рис. 5.62 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,  $\theta$ , который дает представление о форме ядер. На основании этого были определены значения моментов инерции ( $\hbar^2/2\theta$ ) для основных состояний  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{Be}$  (и  ${}^8\text{Be}$ ). Они оказались равными  $\hbar^2/2\theta \approx 0,5-0,6$  МэВ, что соответствует достаточно компактным состояниям этих ядер. Для ротационных полос возбужденных даймеров в  ${}^{10}\text{Be}^*$  и  ${}^{11}\text{Be}^*$   $\hbar^2/2\theta \approx 0,23-0,25$  МэВ, что свидетельствует

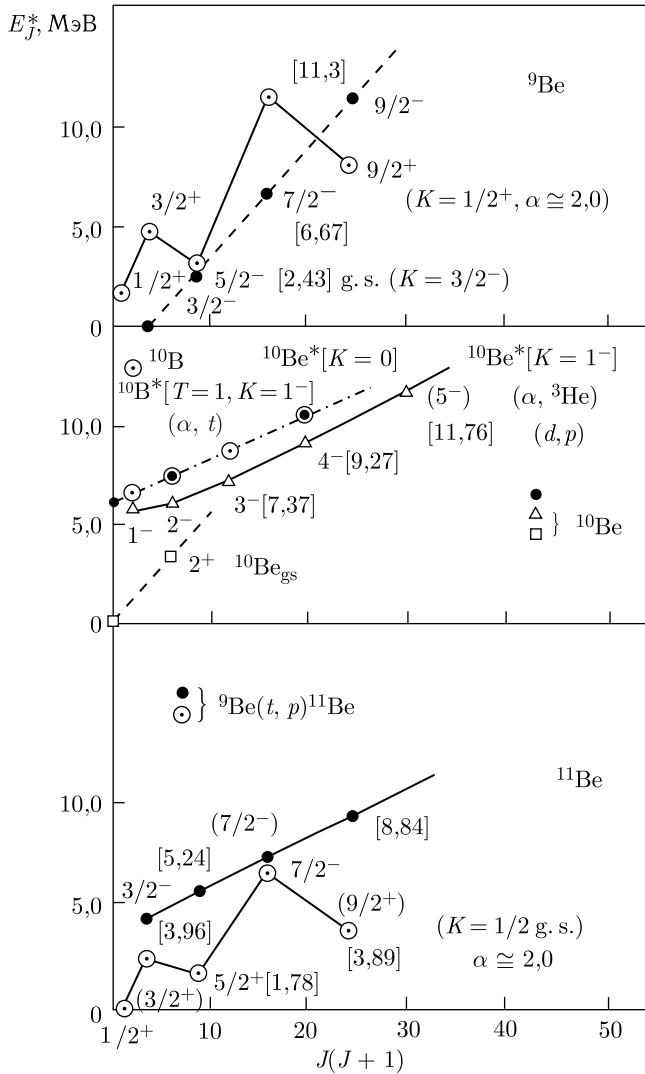


Рис. 5.62. Энергия возбуждения уровней, составляющих ротационные полосы даймеров из  $2\alpha + x$ -нуклонов, а именно  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{11}\text{Be}$ , как функция  $J(J+1)$

о большем расстоянии между двумя  $\alpha$ -частицами, чем в случае основных состояний.

На рис. 5.63 представлены ротационные полосы, построенные на основании существующей экспериментальной информации для ядер  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{Be}$  [10].

Как видно из рисунка, состояния 10,8, 13,8, 18,6, 21,6 и 25,0 МэВ, обнаруженные в [9–12] для  ${}^{11}\text{Be}$ , в зависимости  $E^*$  от  $J(J+1)$  ложатся на прямую, соответствующую молекулярной ротационной полосе с  $K = 3/2^-$ , начинающейся с энергии 3,96 МэВ. Таким образом, спин самого высоколе-

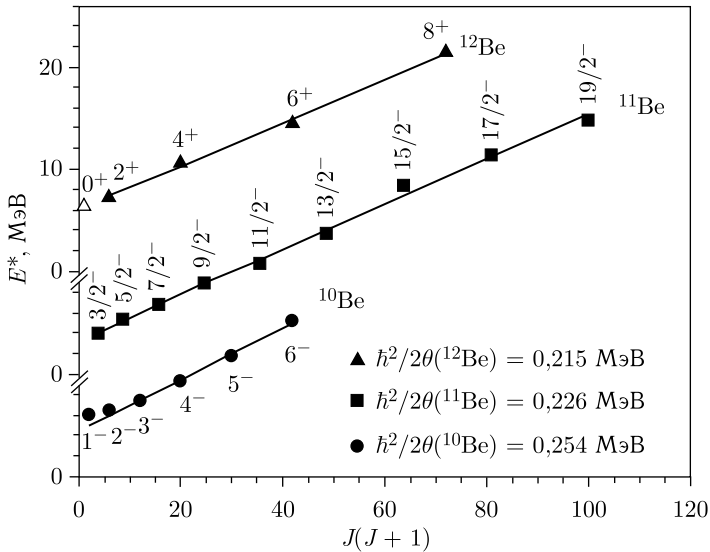


Рис. 5.63. Энергии возбуждения уровней ядер  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Be}$  и  $^{12}\text{Be}$  как функция их спинов [10]

жащего уровня среди принадлежащих полосе с  $K = 3/2^-$  состояний равен  $19/2^-$  (см. рис. 5.63). Из наклона кривой,  $\hbar^2/2\theta = 0,23$  МэВ, определяется большое значение момента инерции  $2\theta/\hbar^2 = 4,3$  МэВ $^{-1}$ , которое соответствует большому расстоянию между двумя  $\alpha$ -частицами в ядре-коре (около 6 фм). Такие расстояния получались также в расчетах в рамках модели антисимметризованной молекулярной динамики AMD [63], что также свидетельствует о наличии молекулярной структуры в этих ядрах. Эти результаты согласуются с предложенной ротационной структурой возбужденных состояний и моментом инерции. Нужно заметить, что молекулярная полоса в  $^{11}\text{Be}$  заселяется с большой вероятностью лишь в случае, когда для ее экспериментального исследования использовалась мишень из  $^9\text{Be}$ , ядро которого в своем основном состоянии уже имеет сильно деформированную структуру  $\alpha + \alpha$ , что исключено в случае мишени из  $^{10}\text{Be}$ .

В  $^{12}\text{Be}$  также проявляются двухцентровые кластерные состояния, как это было показано в работе [27], где наблюдались уровни с энергией возбуждения от 8,6 до 14 МэВ. Эти уровни могут распадаться с испусканием изотопов гелия. Поскольку изотопы  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  состоят из  $\alpha$ -кора и слабосвязанных нейтронов, не исключено, что эти состояния в ядре  $^{12}\text{Be}$  могут иметь конфигурацию  $\alpha + \alpha + 4n$ , в которой две  $\alpha$ -частицы расположены далеко одна от другой и к ним добавлены 4 нейтрона. И это сильно отличается от структуры основного состояния, в котором, в соответствии с расчетами [63], ожидается отсутствие ярко выраженной кластерной структуры. Такие состояния должны проявляться при энергиях возбуждения, близких к порогам распада с испус-

канием ядер гелия. В случае  $^{12}\text{Be}$  эти пороги лежат в области  $E^* \sim 9\text{--}12$  МэВ (см. рис. 5.63).

Молекулярная ротационная полоса в  $^{12}\text{Be}$  образуется аналогично  $^{11}\text{Be}$ : кор состоит из двух  $\alpha$ -частиц с ротационными уровнями  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , ему передается нейтрон на орбиту  $1p_{3/2}$ , который спаривается с нейтроном на орбите  $3/2^-$  ядра мишени  $^9\text{Be}$ , при этом образуется состояние со спином  $0^+$ , в то время как другие два нейтрона передаются на орбиту молекулы  $1d_{5/2}$  и имеют максимальный спин  $4^+$ . В результате достигается максимальный спин  $8^+$ . Как видно из рис. 5.63, состояния 7,40, 10,7, 14,6 и 21,7 МэВ ложатся на прямую, соответствующую спинам  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  и  $8^+$ . По наклону прямой можно оценить момент инерции для ядра  $^{12}\text{Be}$ , который составляет  $2\theta/\hbar^2 = 4,76$  МэВ $^{-1}$ , что очень близко к значению для  $^{11}\text{Be}$ . Надо заметить, что начальный уровень полосы  $0^+$  в эксперименте не наблюдался [10], но экстраполяцией его местоположение ожидается при  $E^* \sim 6,4$  МэВ.

Исследование структуры кластерных ядер открыло новое интересное направление, имеющее самые необычные последствия, — кластеризацию отдельных уровней в ядрах (эффект Хойля, увеличение радиусов отдельных состояний одного и того же ядра, кластерные распады и др.) [64]. 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, при изучении взаимодействия между двумя фрагментами или наблюдении высоковозбужденных уровней даймеров путем регистрации  $\gamma$ -квантов.

### Список литературы к п. 5.5

1. *Ajzenberg-Selow F.* // Nucl. Phys. 1990. V. A506. P. 1.
2. *Wilkinson D. H. et al.* // Phys. Rev. 1959. V. 113. P. 563.
3. *Talmi I., Unna I.* // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 469.
4. *Ragnarsson I. et al.* // Nucl. Phys. 1981. V. A361. P. 1.
5. *Hoshino T. et al.* // Nucl. Phys. 1990. V. A506. P. 217.
6. *Kitagawa H. H., Sagawa H.* // Nucl. Phys. 1988. V. C73. P. 2220.
7. *Millener D. J. et al.* // Phys. Rev. 1983. V. C28. P. 497.
8. *Tanihata I. et al.* // Phys. Lett. 1988. V. B206. P. 592.
9. *Al-Khalili J. S. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 245.
10. *Fukuda M. et al.* // Phys. Lett. 1991. V. B268. P. 339.
11. *Otsuka T.* // Phys. Rev. 1994. V. C49. P. 2289.
12. *Nunes F. M., Thompson I. J., Johnson R. C.* // Nucl. Phys. 1996. V. A596. P. 171.
13. *Nakamura T. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. B331. P. 296.
14. *Sagawa H. et al.* // Phys. Lett. 1993. V. B309. P. 1.
15. *Kitagawa H., Sagawa H.* // Nucl. Phys. 1993. V. A551. P. 16.

16. *Vinh Mau N.* // Nucl. Phys. 1995. V. A592. P. 33.
17. *Bhattacharya R., Krishan K.* // Phys. Rev. 1997. V. C56. P. 212.
18. *Kelley J.H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 30.
19. *Anne R. et al.* // Phys. Lett. 1990. V. B250. P. 19.
20. *Nilsson T. et al.* // Eur. Phys. Lett. 1995. V. 30. P. 19.
21. *Zinser M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1719.
22. *Fauerbach M. et al.* // Phys. Rev. 1997. V. C56. P. R1.
23. *Bush J.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 61.
24. *Cappuzzello F. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A739. P. 30.
25. *Sarazin F. et al.* // Phys. Rev. 2004. V. C70. P. 031302.
26. *von Oertzen W. et al.* // Nucl. Phys. 1995. V. A588. P. 129c.
27. *Korshennikov A.A. et al.* // Phys. Lett. 1995. V. B343. P. 53.
28. *von Oertzen W. et al.* // Phys. Rep. 2006. V. 432. P. 43.
29. *Bohlen H.G. et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1999. V. 42. P. 17.
30. *Bohlen H.G. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. 2008. V. E17. P. 2067.
31. *Ostrowski A.N. et al.* // Z. Phys. 1992. V. A343. P. 489.
32. *Thibault C. et al.* // Phys. Rev. 1975. V. C12. P. 644.
33. *Gillibert A. et al.* // Phys. Lett. 1986. V. 176B. P. 317.
34. *Александров Д.В. и др.* // ЯФ. 1983. Т. 47. С. 797.
35. *Bohlen H.G. et al.* // Proc. Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics. Dubna, Russia, 1993 / Eds. Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. Dubna, 1993. P. 17.
36. *Белозеров А.В. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 100.
37. *Александров Д.В. и др.* // Вопросы атомной науки и техники. 1985. Вып. 3. С. 64.
38. *Гуров Ю.Б. и др.* // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 4. С. 1063.
39. *Zahar M. et al.* // Phys. Rev. 1993. V. C48. P. R1484.
40. *Tribble R.E. et al.* // Phys. Rev. 1977. V. C16. P. 1835.
41. *Bowman J.D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 614.
42. *Gilman R. et al.* // Phys. Rev. 1984. V. C30. P. 958.
43. *Bohlen H.G. et al.* // Nucl. Phys. 1995. V. A583. P. 775c.
44. *Audi G., Wapstra A.* // Nucl. Phys. 1993. V. A565. P. 1.
45. *Korshennikov A.A. et al.* // Nucl. Phys. 1997. V. A616. P. 189c.
46. *Poppelier N.A.F. et al.* // Z. Phys. 1993. V. A346. P. 11.
47. *Tachibana T. et al.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 251.
48. *Lenske H.* // J. Phys. (London). 1998. V. G24. P. 1429.
49. *Orr N.A. et al.* // Proc. 3rd Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, May 1993 / Ed. D. J. Morrissey. Ed. Frontiers, 1994. P. 389.
50. *Simon H. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A734. P. 323.
51. *Ren Z. et al.* // Phys. Lett. 1995. V. B351. P. 11.
52. *Tanihata I. et al.* // Nucl. Phys. 1988. V. A488. P. 133c.
53. *Riisager K. et al.* // Nucl. Phys. 1992. V. A540. P. 365.

54. Hansen P. G. // Nucl. Phys. 1993. V. A553. P. 89c.
55. Voskoboynik E. I. et al. JINR Preprint E13-2013-1. Dubna, 2013.
56. von Oertzen W. // Z. Phys. 1997. V. A357. P. 355.
57. von Oertzen W. // Nuovo Cim. 1997. V. 110A. P. 895.
58. von Oertzen W. // Acta Phys. Pol. 1998. V. B29. P. 247.
59. Scharnweber D. et al. // Nucl. Phys. 1971. V. A164. P. 257.
60. Arima A. // Heavy Ion Collisions / Ed. R. Bock. Amsterdam: North-Holland, 1979. V. 1. P. 417.
61. Descouevmont P. // Phys. Lett. 1994. V. B331. P. 271.
62. Zhongzhou Ren et al. // Phys. Lett. 1995. V. B351. P. 11.
63. Kanada-En'yo Y. et al. // Phys. Rev. 1995. V. C52. P. 628.
64. Калпакчиева Р., Пенионжкевич Ю. Э., Болен Х. Г. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429.

## 5.6. Изотопы бора

Нейтронно-избыточные изотопы бора занимают область нейтронных чисел  $N = 8-14$ . Изотопы  $^{14}\text{B}$  и  $^{15}\text{B}$ , являющиеся стабильными относительно испускания нейтронов, впервые наблюдались еще в 1966 г. [1]. Стабильность  $^{17}\text{B}$  была также определена экспериментально [2], и измерена его масса [3, 4]. Наиболее тяжелый изотоп бора  $^{19}\text{B}$  [5] определяет границу нейтронной стабильности ядер с  $Z = 5$  и  $N = 14$ . Для  $^{17}\text{B}$  отношение  $N/Z = 2,4$ , для  $^{19}\text{B}$   $N/Z = 2,8$ . Относительный избыток нейтронов равен  $(N - Z)/A = 0,41$  и  $0,47$  соответственно. Эти значения значительно превосходят значения, определяющие границу нуклонной стабильности. Весь ряд изотопов бора хорошо иллюстрирует эффект спаривания: ядра  $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{B}$  и  $^{19}\text{B}$  с числом нейтронов  $N = 10, 12$  и  $14$  стабильны относительно испускания нейтронов, в то время как изотопы  $^{16}\text{B}$  и  $^{18}\text{B}$  с  $N = 11$  и  $13$  — нейтронно-нестабильны [26, 5, 6].

До недавнего времени о структуре изотопов бора с  $A \geq 14$  информации было мало. Ниже представлены результаты, полученные для массы ядра  $^{16}\text{B}$ , а также для структуры ядер  $^{13}\text{B}$ ,  $^{14}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$  и  $^{16}\text{B}$  [7-11]. Реакции синтеза и условия измерения приведены в табл. 5.23.

Как видно из таблицы, значения  $Q$  для реакций (a)-(g) сильно отрицательные. В связи с этим заселение состояний с угловым моментом  $l = 0$  в этих реакциях маловероятно и с большей вероятностью возможно заселение состояний только с высоким значением  $l$ .

**5.6.1. Ядро  $^{13}\text{B}$ .** В ядре  $^{13}\text{B}$  с  $N = 8$  и  $Z = 5$  возбужденные частично-дырочные состояния образуются при переходе через замкнутую оболочку  $N = 8$ . Выбор комбинаций мишень+ион,  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})$ ,  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})$ ,  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})$  и  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})$  (реакции (a)-(d)), дает возможность заселять конечные состояния с разной вероятностью (селективностью). Все эти реакции происходят с передачей трех нуклонов двумя способами:

Таблица 5.23. Реакции, использованные при изучении изотопов  $^{13}\text{B}$ ,  $^{14}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$  и  $^{16}\text{B}$ , энергии бомбардирующих ионов  $E_i$ , а также для (a)–(g) энергетическое разрешение аппаратуры  $\Delta E$  и угловой захват  $\Delta\theta_{\text{лаб}}$  магнитного спектрометра [7]. Значения  $Q$  реакций (a)–(f) вычислялись на основе таблиц масс ядер [12]. Значения для реакции (g) взяты из работы [7], для реакций (h)–(k) — из работ [8–12]

№	Изотоп	Реакция	$E_i$ , МэВ	$\Delta E$ , МэВ	$\Delta\theta_{\text{лаб}}$ , °	$Q$ , МэВ
a	$^{13}\text{B}$	$^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$	334,4	0,60	1,0–4,3	–20,231(1)
b		$^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$	336,8	0,45	1,4–5,0	–18,888(1)
c		$^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$	336,4	0,30	1,8–5,2	–30,775(1)
d		$^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$	240,1	0,23	2,5–5,4	–24,467(1)
e	$^{14}\text{B}$	$^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$	334,4	0,35	1,1–4,5	–37,982(21)
f	$^{15}\text{B}$	$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{15}\text{B}$	337,3	0,40	4,4–6,4	–40,165(22)
g	$^{16}\text{B}$	$^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{B}$	336,6	0,60	2,0–5,0	–48,378(60)
h	$^{13}\text{B}$	$(^{14}\text{B}, ^{13}\text{B} + \gamma)X$	60A			
i	$^{13}\text{B}$	$^4\text{He}(^{12}\text{Be}, ^{13}\text{B} + \gamma)$	50A			
j	$^{13}\text{B}$	$^7\text{Li}(^7\text{Li}, p)^{13}\text{B}$	5,4			
k	$^{13}\text{B}$	$^{13}\text{C}(t, ^3\text{He})^{13}\text{B}$	115A			

1) подхват трех протонов из ядра мишени  $^{16}\text{O}$ . Эта реакция приводит в основном к протонно-дырочным состояниям в  $^{13}\text{B}$  из-за механизма подхвата (реакция (a) в табл. 5.23);

2) подхват одного протона с мишени и посадка двух нейтронов на ядро мишени (ядро мишени во всех случаях —  $^{12}\text{C}$ ): процесс передачи происходит как минимум в два этапа, и любой из них может быть первым. Два нейтрона передаются на незаполненные оболочки, и, в результате, в  $^{13}\text{B}$  заселяется большое количество разных нейтронно-частичных состояний в комбинации с протонной дыркой (реакции (b)–(d) в табл. 5.23).

На основании известных данных можно прийти к заключению, что разные реакции ведут к возбуждению различных уровней.

**5.6.1.1. Реакция  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$ .** Спектр энергий возбуждения  $^{13}\text{B}$ , полученный в реакции подхвата трех протонов  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$  при энергии 334,4 МэВ под углом  $2,5^\circ$ , представлен на рис. 5.64 [7]. Из рисунка видно, что с большой вероятностью заселяется основное состояние  $^{13}\text{B}$ . Наблюдаются еще два пика, соответствующих энергиям возбуждения 4,83 и 6,90 МэВ. Они примерно в 2–3 раза менее интенсивные, чем пик, соответствующий основному состоянию ядра. При более высоких энергиях возбуждения спектр ядер  $^{17}\text{F}$  описывается гладким распределением. Это объясняется тем, что образующееся в реакции ( $^{14}\text{C}, ^{18}\text{F}^*$ ) возбужденное ядро  $^{18}\text{F}^*$  распадается путем испускания нейтрона:  $^{18}\text{F}^* \rightarrow ^{17}\text{F} + n$ .

В рассматриваемой реакции три протона отрываются от четного-четного ядра  $^{16}\text{O}$ , в котором протоны и нейтроны спарены и спин равен нулю. В пер-

вом приближении нейтроны не меняют свою конфигурацию. Поэтому в этой реакции преобладает образование в остаточном ядре протонно-частичных состояний. Поскольку срываются три внешних протона, то для основного состояния доминирующим вариантом является состояние  $\pi 1p3/2$ . Возбужденное состояние при энергии 4,83 МэВ может заселяться, когда один протон срывается с орбиты  $1p1/2$ , а следующие два протона — с орбиты  $1p3/2$ . При этом оставшиеся два протона могут быть спарены и иметь спин  $0^+$ . Тогда у состояния с энергией  $E^* = 4,83$  МэВ будет спин и четность  $J^\pi = 1/2^-$ . Состояние с энергией  $E^* = 6,90$  МэВ может быть результатом той же  $1/2^-$ -конфигурации с двумя оставшимися протонами на орбите  $1p3/2$ , но теперь спаренными со спином  $2^+$ . Поэтому у состояния с  $E^* = 6,90$  МэВ возможны спин и четность  $J^\pi = 3/2^-$  и  $5/2^-$ .

Нужно отметить, что в расчетах [13] с использованием взаимодействия Cohen-Kurath в рамках оболочечной модели были получены уровни при 4,60 и 6,69 МэВ с  $J^\pi = 1/2^-$  и  $5/2^-$  соответственно.

В реакции  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$  других уровней  $^{13}\text{B}$  не наблюдалось. В принципе, возможно дополнительное возбуждение нейтронных конфигураций с  $J^\pi = 2^-$  или  $3^-$ , когда нейтрон с орбиты  $1p1/2$  переходит на орбиту  $1d5/2$ . Однако для этого требуется еще один дополнительный шаг в процессе протекания реакции, поэтому вероятность таких возбуждений должна быть мала по сравнению с состояниями, заселенными при прямом срыве трех протонов с  $^{16}\text{O}$ .

Представленные ниже реакции позволили получить более детальные результаты о структуре состояний  $^{13}\text{B}$ .

### 5.6.1.2. Реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$ , $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$ , $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$ .

В этих трех реакциях 2-го типа (см. выше) в отличие от реакции  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$  заселяется значительно больше возбужденных состояний ядра  $^{13}\text{B}$ . Таким образом, вероятность заселения различных уровней в ядрах зависит от механизма реакций. Продемонстрируем это на примере исследования структуры  $^{13}\text{B}$ . Рассмотрим механизм протекания реакций, в которых

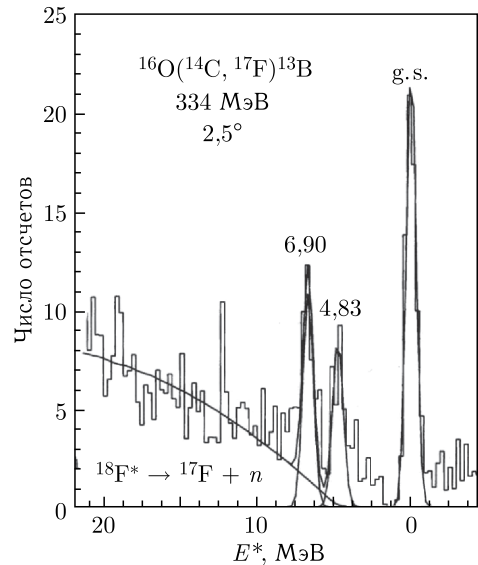


Рис. 5.64. Спектр энергий возбуждения ядер  $^{13}\text{B}$  из реакции  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$  при энергии 334,4 МэВ и угле  $\theta_{\text{лаб}} = 2,5^\circ$  [7]. Сплошной кривой показан вклад от распада высоковозбужденного  $^{18}\text{F}^*$  ( $^{18}\text{F}^* \rightarrow ^{17}\text{F} + n$ )



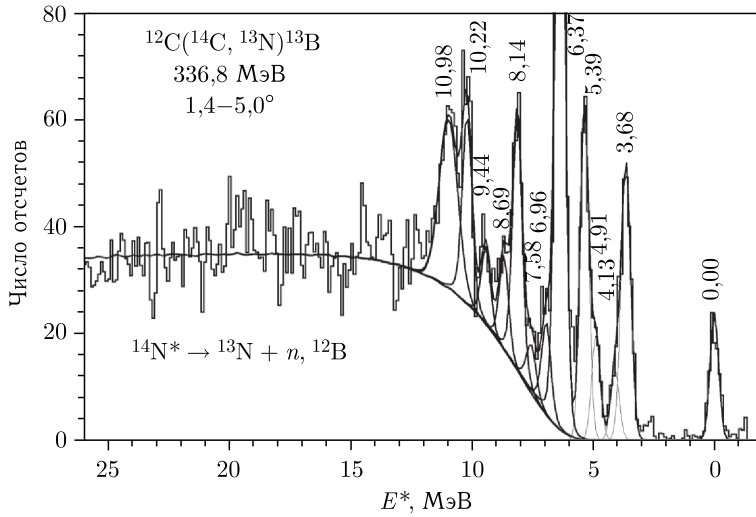


Рис. 5.65. Спектр энергии возбуждения  $^{13}\text{B}$  из реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$  [7]. Кривая обозначает вклад от распада высоковозбужденного  $^{14}\text{N}$  ( $^{14}\text{N}^* \rightarrow ^{13}\text{N} + n$ ), образованного на первом этапе столкновения в бинарной реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{N})^{12}\text{B}$ , когда ядро  $^{12}\text{B}$  образовано в основном состоянии

изучалось это ядро, а также возможные выводы, которые могут быть сделаны о спинах и четностях заселяемых в рассматриваемых реакциях уровней  $^{13}\text{B}$ .

Спектр из реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$  при энергии 336,8 МэВ показан на рис. 5.65. В этой реакции происходит передача трех нуклонов. Самый интенсивный пик в спектре находится при  $E^* = 6,37$  МэВ. Тогда как уровни при  $\approx 4,8$  и  $6,9$  МэВ, которые хорошо видны в реакции подхвата трех протонов налетающим ионом,  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$ , здесь проявляются очень слабо. Это относится и к основному состоянию ядра  $^{13}\text{B}$ .

Передача трех нуклонов в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$  может быть рассмотрена как процесс, протекающий последовательно в два этапа: подхват протона бомбардирующим ядром, а затем передача с него двух нейтронов на остаток ядра мишени. Эти два нейтрона рассматриваются как кластер, так как оба они переходят с одной и той же орбиты  $1p_{1/2}$ . Последовательная передача нейтронов имеет меньшую вероятность (процесс более высокого порядка). Рассмотрим следующие два случая — в зависимости от того, какой процесс происходит первым:

(А) подхват протона с ядра мишени  $^{12}\text{C}$  и срыв двух нейтронов:  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{15}\text{N})^{11}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$ ;

(Б) срыв двух нейтронов с бомбардирующего ядра  $^{14}\text{C}$  и подхват одного протона:  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$ .

В случае (А), когда на первом этапе реакции срывается протон с ядра  $^{12}\text{C}$ , в качестве ядра-остатка образуется  $^{11}\text{B}$ . Если учесть смешивание конфигураций в основном состоянии ядра мишени  $^{12}\text{C}$ , можно предположить, что

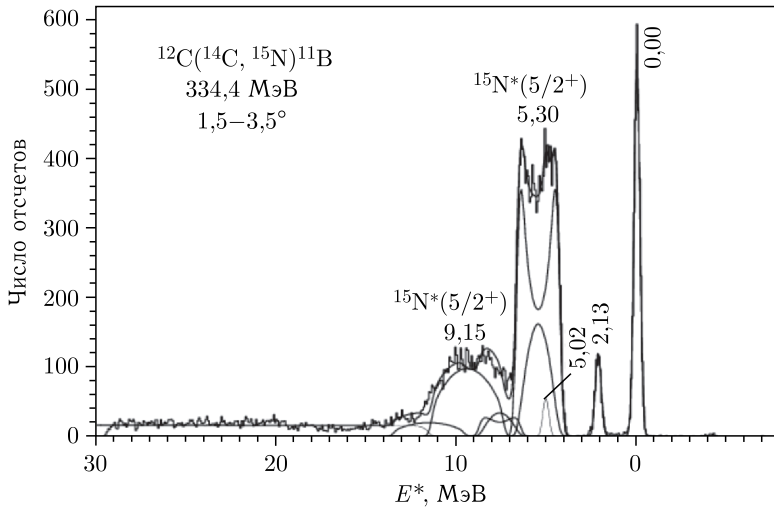


Рис. 5.66. Спектр энергии возбуждения  $^{11}\text{B}$  из реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{15}\text{N})^{11}\text{B}$  при энергии 334,4 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 2,5^\circ$ . Обработка спектра проведена методом, описанным в [14]

протон срывается или с орбиты  $\pi 1p3/2$ , или с орбиты  $\pi 1p1/2$ . Что происходит в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{15}\text{N})^{11}\text{B}$ , видно из рис. 5.66. Как и должно быть при реакции подхвата протона, с наибольшей вероятностью заселяется основное  $3/2^-$ -состояние  $^{11}\text{B}$ . Первое возбужденное состояние  $^{11}\text{B}$  с  $E^* = 2,13$  МэВ и  $J^\pi = 1/2^-$  также заселяется, но с меньшей интенсивностью. Остальная статистика в спектре соответствует регистрации уровней ядра  $^{15}\text{N}$ , находящихся ниже порога эмиссии нейтрона (они связаны) с последующим испусканием  $\gamma$ -квантов.

Далее, на втором этапе реакции, с  $^{15}\text{N}$  срываются два нейтрона и заполняют любую свободную орбиту ядра-кора  $^{11}\text{B} - p1/2, s1/2, d5/2$ . Поэтому возможно много значений спина и четности  $J^\pi$  конечного состояния. Создаются преимущественно  $2n$ -конфигурации с обычной четностью (natural parity), такие как  $0^+, 1^-, 2^+, 3^-$  или  $4^+$ , которые спариваются с протоном с орбиты  $\pi 1p3/2$ . В итоге в  $^{13}\text{B}$  могут появиться около 10 возбужденных состояний с разными значениями  $J^\pi$ . Механизм реакции позволяет с большой вероятностью передать нейтроны на  $1d5/2$ -оболочку. Самый интенсивный пик в спектре на рис. 5.65 при  $E^* = 6,37$  МэВ может быть результатом спаривания протона с орбиты  $p3/2$  с нейтронами, имеющими наиболее высокий спин  $3^-$  или  $4^+$ . Таким образом, состояние с  $E^* = 6,37$  МэВ должно иметь самый высокий спин в области  $5/2^+ - 9/2^+$  или  $7/2^- - 11/2^-$ .

Сравнение структуры  $^{11}\text{B}$  и  $^{13}\text{B}$  позволяет предположить, что наиболее низколежащие состояния образуются при спаривании  $p3/2$ -протона с нейтроном, соответствующим  $2^+$ -возбужденному состоянию. Так, например, в  $^{11}\text{B}$  образуется мультиплет со значениями спина  $1/2^-, 3/2^-, 5/2^-, 7/2^-$ . При этом состояние с  $J^\pi = 3/2^-$  поднимается в результате взаимодействия с

основным  $p3/2$ -состоянием. Что касается  $^{13}\text{B}$ , в нем соответствующий мультиплет образуется при спаривании  $^{12}\text{Be}(2^+) \otimes \pi p3/2$  с той же очередностью спинов, как и в  $^{11}\text{B}$ .

Все вышесказанное может быть отнесено к варианту (Б). В этом случае на первом этапе взаимодействия два нейтрона передаются с бомбардирующего иона  $^{14}\text{C}$  в ядро мишени  $^{12}\text{C}$  на  $1p1/2$ - или  $sd$ -оболочку. С большей вероятностью в  $^{14}\text{C}$  заселяются состояния с обычной четностью  $J^\pi = 3^-, 4^+$ , так как они относятся к  $d5/2$ -оболочке, т.е. к конфигурациям  $(1d5/2)^2$  и  $[(1p1/2)^1 \otimes (1d5/2)^1]$  [15]. Это предположение подтверждается реакцией передачи двух нейтронов  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{14}\text{C}$ , где в ядре  $^{14}\text{C}$  наиболее интенсивно заселяются состояния  $3^-$  и  $4^+$  (рис. 5.67 [7]). Уровни, которые заселяются менее интенсивно, образуются с меньшим спином.

Второй этап реакции состоит в удалении одного протона из ядра мишени. Это означает, что уровни  $^{13}\text{B}$  определяются спариванием протонной дырки  $1p3/2$  с возможными нейтронными конфигурациями, образованными на первом этапе реакции. В частности, интенсивный пик при 6,37 МэВ, вероятно, соответствует состоянию с высоким спином из мультиплета, полученного спариванием протонной дырки  $1p3/2$  с состоянием  $3^-$  или  $4^+$  в ядре  $^{14}\text{C}$ .

Состояния 4,91 и 6,96 МэВ соответствуют протонным возбуждениям второго порядка. Это объясняется слабым заселением этих уровней в данной реакции по сравнению с реакцией подхвата трех протонов  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$ , которая рассматривалась выше.

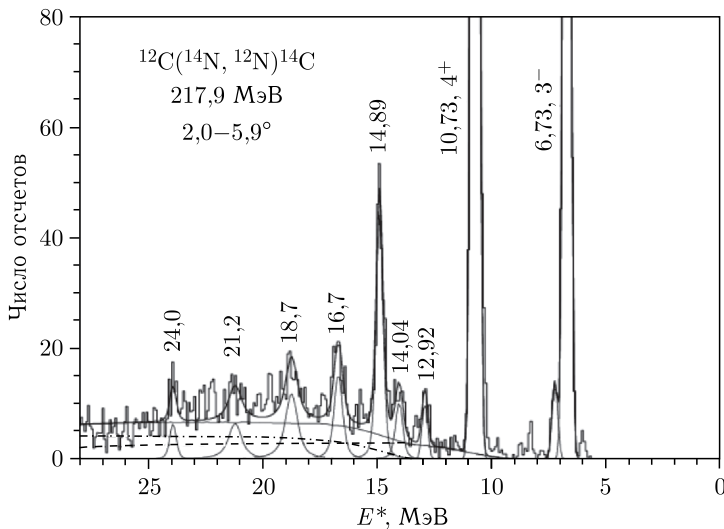


Рис. 5.67. Спектр энергии возбуждения  $^{14}\text{C}$  из реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{14}\text{C}$  при энергии 217,9 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 2,0-5,9^\circ$  [7]. При данной настройке магнитного спектрометра уровни ниже  $E^* = 6,73$  МэВ не регистрировались в фокальной плоскости

Ядро  $^{13}\text{B}$  может, в принципе, образоваться и в других каналах реакции. Можно предположить, что реакция  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{C})^{13}\text{C}$  является первым этапом. Нейтрон с налетающего ядра  $^{14}\text{C}$  передается на ядро мишени  $^{12}\text{C}$ . В результате образуется ядро  $^{13}\text{C}$  в основном состоянии с  $J^\pi = 1/2^-$  или в любом возбужденном состоянии (например, с  $J^\pi = 1/2^+$ ,  $5/2^+$  или  $3/2^+$ ). Как и в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{C})^{13}\text{C}$  [15], преимущественно заселяются основное состояние и состояния 3,85 МэВ ( $5/2^+$ ) и 7,68 МэВ ( $3/2^+$ ) ядра  $^{13}\text{C}$ . Заселение же состояния 3,09 МэВ ( $1/2^+$ ) имеет относительно малую вероятность. Если начнем с таких конфигураций в  $^{13}\text{C}$ , удаление сначала  $p3/2$ -протона, а потом добавление нейтрона на оболочку  $1p1/2$  (или наоборот: сначала — нейтрон, затем — протон) может привести к тем же конечным конфигурациям в ядре  $^{13}\text{B}$ , которые рассматривались ранее.

При анализе данных эксперимента [16] и результатов расчета [17] рассматриваются два состояния — дублет с  $J^\pi = 3/2^+$ ,  $5/2^+$ , расположенные при энергии  $\sim 3,5$  и  $7,0$  МэВ. К сожалению, энергетическое разрешение эксперимента [7] не позволило определить, какое из двух состояний, 3,68 или 3,71 МэВ (или оба вместе в разном соотношении), заселяется в данной реакции. Согласно [18] возможно, что оба близких по энергии состояния имеют одинаковый спин. В работе [19] сделан вывод, что состояние 3,71 МэВ имеет  $J^\pi = 5/2^-$ , а состояние 3,68 МэВ —  $J^\pi = 5/2^+$ . Из эксперимента [7], судя по интенсивности пика при  $\sim 3,7$  МэВ, следует, что два нейтрона скорее всего передаются на  $1d5/2$ -оболочку. Поэтому в результате спаривания  $\nu(d5/2)^2 \otimes \pi 3/2^-$  можно ожидать заселения состояния с отрицательным спином ( $5/2^-$ , 3,71 МэВ).

Рассмотрим теперь реакцию  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$  при энергии  $^{13}\text{C}$  336,4 МэВ. Энергетический спектр ядер  $^{12}\text{N}$ , полученный в этой реакции, показан на рис. 5.68. Видно, что основное состояние заселяется относительно слабо. Как и в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$ , уровень с  $E^* = 6,40$  МэВ заселяется с большой вероятностью. В реакции  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$  также с большой вероятностью заселяется состояние при  $E^* = 10,22$  МэВ. Выходы при  $E^* = 8,16$ ,  $8,68$  и  $9,31$  МэВ практически одинаковы, в то время как в реакции ( $^{14}\text{C}, ^{13}\text{N}$ ) заселение уровня с  $E^* = 8,14$  МэВ явно преобладает. Видно, что эти три резонанса весьма узкие. В отличие от них слева от пика 10,22 МэВ проявляется широкое распределение при  $E^* \approx 11,1$  МэВ. Это распределение может быть связано с несколькими неразрешенными пиками.

Анализ уровней, наблюдаемых в реакции  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$ , можно провести по аналогии с реакцией  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$ . Видно, что опять промежуточными ядрами являются  $^{11}\text{B}$  и  $^{14}\text{C}$ .

Как наиболее вероятные рассматриваются механизмы обмена трех нуклонов:

(1) подхват одного протона с  $^{12}\text{C}$  и срыв двух нейтронов:  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{N})^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$ ;

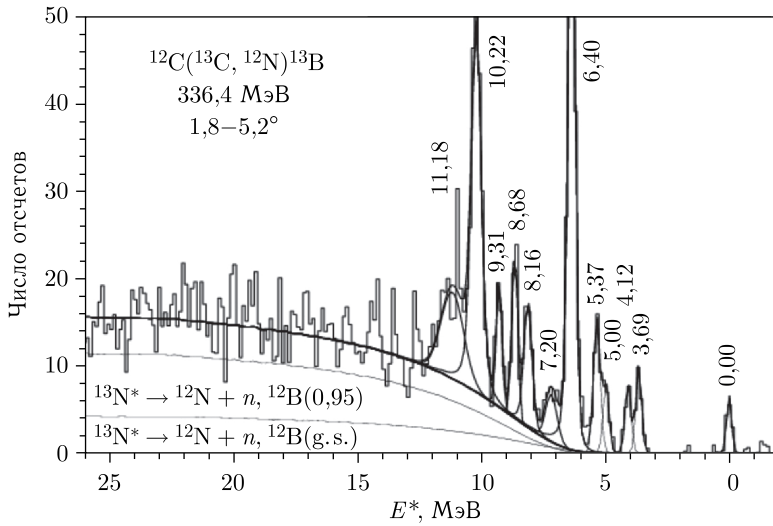


Рис. 5.68. Спектр энергий возбуждения ядер  $^{13}\text{B}$  в реакции  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$  [7]. Плавными кривыми показан вклад от распада высоковозбужденного ядра  $^{13}\text{N}^*$  ( $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$ ), образованного на первом этапе столкновения в реакции  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{N})^{12}\text{B}$ , когда ядро  $^{12}\text{B}$  находится в основном и в возбужденном состоянии. В этом случае интенсивнее всего заселяются основное состояние ядра  $^{12}\text{B}$  ( $1^+$ ) и его возбужденное состояние ( $2^+$ ) с  $E^* = 0,95$  МэВ [20, 21]

(2) срыв двух нейтронов с налетающего иона и подхват одного протона:  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{11}\text{C})^{14}\text{C}(^{11}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$ .

В варианте (1) имеет место подхват протона с мишени  $^{12}\text{C}$ , в результате чего образуется  $^{11}\text{B}$  преимущественно в основном состоянии. Второй этап — передача двух нейтронов ядру  $^{11}\text{B}$  с разных подоболочек в ядре  $^{14}\text{N}$  ( $p1/2$  и  $p3/2$ ). Поэтому величина переданного спина больше,  $\Delta S = 2$ . В таком случае передается больший угловой момент, чем в реакции с пучком  $^{14}\text{C}$ , вариант (А). Благодаря этому увеличивается вероятность высоких спинов двухнейтронных конфигураций. Этим, возможно, объясняется увеличенный выход при  $E^* = 8,68$  и  $9,31$  МэВ и особенно при  $E^* = 10,22$  МэВ.

То же относится и к варианту (2), где рассматривается обратная очередность обмена нуклонов. Первый шаг в варианте (2) —  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{11}\text{C})^{14}\text{C}$  — передача двух нейтронов от ядра пучка  $^{13}\text{C}$  (с оболочек  $\nu 1p1/2$  и  $\nu 1p3/2$ ) ядру мишени  $^{12}\text{C}$ . Эти два нейтрона могут занять любую орбиту над кором  $^{12}\text{C}$ , начиная с подоболочки  $\nu 1p3/2$  (вследствие смешивания конфигураций в основном состоянии  $^{12}\text{C}$ ), и, как уже было видно из рис. 5.67, с наибольшей вероятностью заселяют уровни  $3^-$  и  $4^+$ . На втором этапе один протон уносится с образованных состояний ядра  $^{14}\text{C}$ , оставляя при этом нетронутыми нейтронные конфигурации. Таким образом, первый шаг предопределяет заселение состояний в ядре  $^{13}\text{B}$ : самые интенсивные пики при 6,40 и 10,22 МэВ

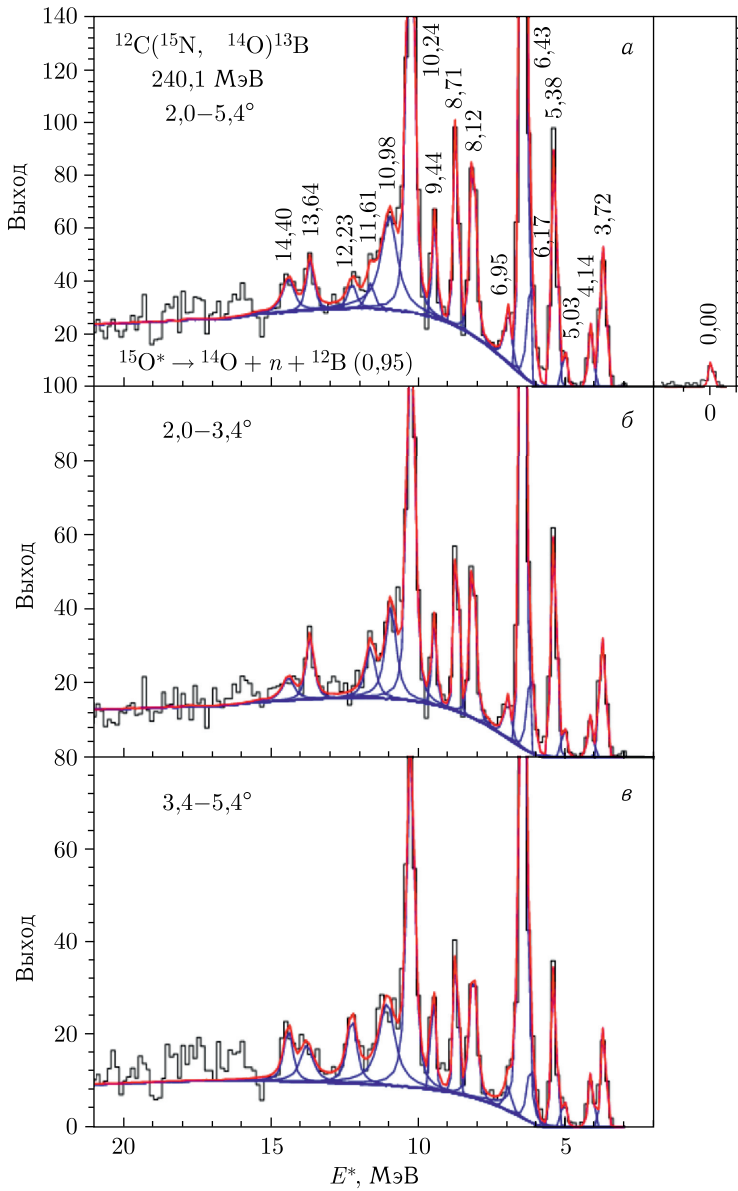


Рис. 5.69. Спектр энергий возбуждения ядер  $^{13}\text{B}$ , полученных в реакции  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$  при энергии 240,1 МэВ в указанных угловых диапазонах [7]. Синяя кривая — вклад от распада высоковозбужденного  $^{15}\text{O}$  ( $^{15}\text{O}^* \rightarrow ^{14}\text{O} + n$ ), образованного на первом этапе столкновения в реакции  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{O})^{12}\text{B}$  с  $^{12}\text{B}$  преимущественно в возбужденном состоянии с  $E^* = 0,95$  МэВ. Синие пики —  $^{13}\text{B}$ ; красным цветом выделен общий фит спектра

формируются спариванием  $1p3/2$ -протонной дырки с состояниями  $3^-$  и  $4^+$  ядра  $^{14}\text{C}$ .

Спектры энергии возбуждения ядра  $^{13}\text{B}$ , полученные в реакции  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$  при энергии 240,1 МэВ, представлены на рис. 5.69 для разных угловых диапазонов. Видно, что в этой реакции также заселяется много уровней  $^{13}\text{B}$ . Основное состояние возбуждается под всеми углами, однако вероятность его возбуждения гораздо меньше, чем в реакциях  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$ . Заселение уровней с энергией 4,8 и 6,9 МэВ также слабее по сравнению с реакцией  $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{13}\text{B}$ , в которой передаются только протоны. Обращает на себя внимание сходство с реакцией  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{B}$  — пики при 6,43 и 10,22 МэВ самые интенсивные; наблюдаются одинаковые структуры в энергетическом диапазоне 8–13 МэВ. Здесь широкая структура при  $E^* \approx 11$  МэВ повторяется. Из-за значительных флуктуаций для ее описания было использовано распределение Гаусса с шириной 1,2 МэВ. Возможно и другое описание, если предположить наложение нескольких неразрешенных пиков, как показано на рис. 5.69. В таком случае в диапазоне энергий возбуждения 10–13 МэВ, кроме интенсивного пика при 10,24 МэВ, наблюдаются также пики при  $E^* \approx 11,6$  и 12,2 МэВ, в то время как широкий пик при  $\sim 11$  МэВ может быть суммой еще двух неразрешенных резонансов. Изменение интенсивности линий с изменением угла показывает, что ядра в соответствующих состояниях имеют разные угловые распределения — это позволило более надежно разделить линии и более точно определить соответствующие им значения энергии. Фон в этой реакции объясняется распадом возбужденного ядра  $^{15}\text{O}^*$ , образованного вместе с  $^{12}\text{B}$  на первой стадии взаимодействия в реакции  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{O})^{12}\text{B}$  и распадающегося на лету (в основном имеется вклад от 0,95-МэВ возбужденного состояния  $^{12}\text{B}$ ).

Реакция  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$  — обмен трех нуклонов — описывается подобно предыдущим случаям:

(В) подхват одного протона с  $^{12}\text{C}$  и срыв двух нейтронов:  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{16}\text{O})^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$ ;

(Г) срыв двух нейтронов с налетающего иона и подхват одного протона:  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}(^{13}\text{N}, ^{14}\text{O})^{13}\text{B}$ .

Видно, что опять промежуточными ядрами являются  $^{11}\text{B}$  и  $^{14}\text{C}$ .

Варианты (1) и (2) похожи на (А), (Б) и (В), (Г). Во всех этих случаях имеет место заселение высокоспиновых состояний на базе спаривания  $1p3/2$ -протонной дырки с состояниями  $3^-$  и  $4^+$  в  $^{14}\text{C}$ .

**5.6.1.3. Результаты исследований структуры  $^{13}\text{B}$ .** Наблюдаемые в экспериментах уровни ядра  $^{13}\text{B}$  [22] приведены в табл. 5.24. Результаты, полученные в реакциях (а)–(д) (см. табл. 5.23), совпадают в пределах погрешностей. Состояний ниже 3,48 МэВ не наблюдалось, так же как и в более поздней работе [23]. Для некоторых состояний предложены

Таблица 5.24. Возбужденные состояния в  $^{13}\text{B}$  и их ширины  $\Gamma$ , наблюдаемые в реакциях (a)–(d) (см. табл. 5.23), возможные значения  $J^\pi$  [7]. Результаты сравниваются с данными из [22] (первая колонка)

$E^*$ , МэВ (кэВ)	$E^*$ , МэВ				$\Gamma$ , МэВ	$J^\pi$
	(a) $^{16}\text{O}(^{14}\text{C},$ $^{17}\text{F})^{13}\text{B}$	(b) $^{12}\text{C}(^{14}\text{C},$ $^{13}\text{N})^{13}\text{B}$	(c) $^{12}\text{C}(^{13}\text{C},$ $^{12}\text{N})^{13}\text{B}$	(d) $^{12}\text{C}(^{15}\text{N},$ $^{14}\text{O})^{13}\text{B}$		
0	0	0	0	0		$3/2^-$
3,4828 (4,5)						
3,5346 (3,1)						$3/2^-$
3,6810 (4,5)		3,68	3,69	3,72		$5/2^+$
3,7126 (4,5)						$(5/2^-)$
4,131 (6)		4,13	4,12	4,14		
4,829 (6)	4,83	4,91				$1/2^-$
						$1/2^+$
5,024 (6)			5,00	5,03		$(3/2^-)$
5,106 (10)						
5,388 (6)		5,39	5,37	5,38		$(7/2^-)$
6,167 (6)				6,17	0,06	
6,425 (7)		6,37	6,40	6,43	0,03	$(5/2^+ - 9/2^+)$
						$(7/2^- - 11/2^-)$
6,934 (9)	6,90	6,96		6,95	0,15	$(3/2^-, 5/2^-)$
(7,516+7,859)		7,58	(7,20)	(7,76)	0,17	
8,133 (7)		8,14	8,16	8,12	0,07	
8,683 (7)		8,69	8,68	8,71	< 0,08	
9,44 (30)		9,44	9,31	9,44	< 0,08	
10,22 (20)		10,22	10,22	10,24	0,17	$(11/2^-)$
10,89 (20)		10,98	11,18	10,98	1,2	
				11,61		
				12,23		
				13,65	0,30	
				14,39	0,40	

значения спина и четности. Видно, что впервые обнаружены новые уровни в  $^{13}\text{B}$  при энергиях возбуждения  $E^* = 11,61, 12,23, 13,65$  и  $14,39$  МэВ.

Наиболее интенсивно возбужденные состояния  $^{13}\text{B}$  проявляются при подхвате одного протона с  $^{14}\text{C}^*$ , возбужденного в  $3^-$ - или  $4^+$ -состоянии. Эти состояния имеют нейтронные конфигурации  $[\nu p 1/2 \otimes \nu d 5/2]$  и  $[\nu d 5/2]^2$ , спаренные с протонной дыркой  $p 3/2$  в  $^{13}\text{B}$ . Поэтому для наиболее интенсивно заселяемых состояний с  $E^* = 6,43$  и  $10,22$  МэВ можно считать наиболее вероятными значения  $J^\pi = 9/2^+$  и  $11/2^-$ .



Кроме того, ядро  $^{12}\text{B}$  можно рассматривать в качестве кора, к которому добавляется один нейтрон для образования  $^{13}\text{B}$ . Тогда мы опять приходим к тем же выводам. Известно, что в реакциях зарядового обмена, приводящих к образованию ядра  $^{12}\text{B}$  [20, 21, 24, 25], при  $E^* \approx 4,5$  МэВ наиболее интенсивно проявляется состояние с  $J^\pi = 4^-$  (здесь присутствует и неразрешенное  $2^-$ -состояние). Поэтому если при образовании  $^{13}\text{B}$  к ядру  $^{12}\text{B}$ , находящемуся в  $4^-$ -состоянии, добавляется нейтрон на оболочку  $p1/2$ , то состоянию с  $E^* = 6,43$  МэВ могут быть приписаны спин и четность  $9/2^+$ . Если к ядру  $^{12}\text{B}$  в  $4^-$ -состоянии добавляется нейтрон на  $d5/2$ -оболочку, то при энергии  $E^* = 10,22$  МэВ образуется следующее по интенсивности состояние с  $J^\pi = 11/2^-$ .

Характеристики уровней ядра  $^{13}\text{B}$ , которые были определены в экспериментах (a)–(d), приведены в последней колонке табл. 5.24. Спины и четности, приписанные состояниям 3,68 и 4,83 МэВ, были впоследствии подтверждены авторами работы [8], где изучалась реакция (h) выбивания нейтрона ( $^{14}\text{B}$ ,  $^{13}\text{B} + \gamma$ )X и результаты сравнивались с расчетами в рамках оболочечной модели. Надо отметить, что для состояния 4,83 МэВ возможна и другая интерпретация. Так, в работе [9] для реакции ( $\alpha, t$ ) (реакция (i)) в обратной кинематике, на основе сравнения угловых дифференциальных сечений с расчетами по DWBA, этому состоянию был приписан спин  $1/2^+$ , а само состояние интерпретировано как протонное «внедренное» состояние, что указывает на деформацию ядра. В работе [10] для реакции (j), в которой измерялись времена жизни возбужденных состояний, для состояния 3,53 МэВ ядра  $^{13}\text{B}$  было найдено большое время жизни, 1,3(3) пс. Это можно объяснить задержанным переходом, соответствующим «внедренному» состоянию, для которого расчет по оболочечной модели с модифицированным взаимодействием с учетом смешивания более высоких конфигураций дает значение  $J^\pi = 3/2^-$  с преобладающей  $\nu 2p2h$ -конфигурацией. Кроме того, связанная с этим низкая вероятность перехода указывает на размытие оболочки  $N = 8$  в  $^{13}\text{B}$ . В работе [11] для реакции (k) результат из [10] подтвердился.

**5.6.2. Ядро  $^{14}\text{B}$ .** В работе [26] впервые была предсказана нуклонная стабильность ядра  $^{14}\text{B}$ . Поэтому его наблюдение в реакции  $\text{U} + p$  (5,3 ГэВ) [1] не было неожиданным. Избыток массы ядра  $^{14}\text{B}$ , определенный экспериментально в реакциях  $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{14}\text{B}$  [27a] и  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{N})^{14}\text{B}$  [28], составил  $M.E. = (23,664 \pm 0,021)$  МэВ [12]. При этом значении ядро  $^{14}\text{B}$  оказывается связанным по отношению к испусканию одного нейтрона на 0,97 МэВ. Причем было показано, что  $^{14}\text{B}$  более стабильный, чем ожидалось в работах [26, 27б], в которых отмечалась его нестабильность. Более поздние расчеты по оболочечной модели [29] дали значение энергии связи нейтрона в  $^{14}\text{B}$  0,986 МэВ, что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением [12].

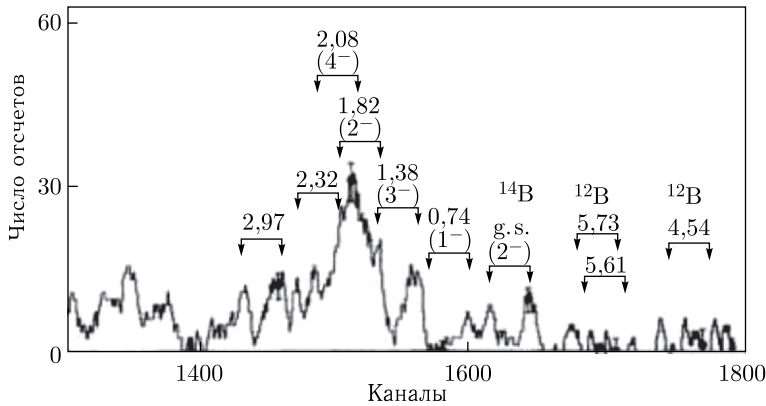


Рис. 5.70. Спектр реакции  $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{14}\text{B}$  [27a] после вычета фона. Двойными стрелками показано заселение состояний  $^{14}\text{B}$  совместно с основным состоянием  $^{14}\text{B}$  и первым возбужденным состоянием  $^7\text{Be}$  при 0,431 МэВ

В реакции  $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{14}\text{B}$  [27a] было обнаружено пять возбужденных состояний в области энергий возбуждения ниже 3 МэВ: 0,74(4) МэВ ( $1^-$ ); 1,38(2) МэВ ( $3^-$ ); 1,82(6) МэВ ( $2^-$ ); 2,08(5) МэВ ( $4^-$ ) и 2,97(4) МэВ (рис. 5.70). Спины и четности обнаруженных уровней были определены сравнением энергетического спектра  $^{14}\text{B}^*$  со спектром ядра  $^{12}\text{B}^*$ , измеренным в том же эксперименте, а также по известным низколежащим уровням  $^{12}\text{B}$  с отрицательной четностью. Состояния, которые находятся выше порога распада  $^{14}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{B} + n$  (0,97 МэВ), оказались узкими (менее 0,3 МэВ). Среди этих состояний уровень 2,08 МэВ ( $J^\pi = 4^-$ ) заселяется наиболее интенсивно. Отметим, что идентификация энергетических уровней, измеренных в этой реакции, осложняется из-за наличия дублета связанных состояний в регистрируемом ядре  $^7\text{Be}$  (основное состояние с  $J^\pi = 3/2^-$  и первое возбужденное состояние с  $E^* = 0,429$  МэВ и  $J^\pi = 1/2^-$  [30]).

Позже в работе [31] в реакции  $^{14}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{14}\text{B}$  наблюдался один интенсивный переход, соответствующий возбужденному состоянию  $^{14}\text{B}$  при  $E^* = (2,15 \pm 0,17)$  МэВ с шириной  $\Gamma = (1,0 \pm 0,5)$  МэВ (рис. 5.71). В отличие от реакции  $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{14}\text{B}$ , где можно было получить уровни с высоким спином, реакция  $(\pi^-, \gamma)$  не связана с передачей большого импульса, и заселение состояния  $4^-$  оказалось маловероятным. В связи с этим состоянию с  $E^* = 2,15$  МэВ было приписано значение  $J^\pi = 2^-$ . На первый взгляд, это находится в противоречии с выводами работы [27a], где значение  $J^\pi = 2^-$  приписывалось состоянию 1,82 МэВ. Между тем противоречие снимается, если наблюдаемую широкую структуру в этой области энергий интерпретировать с помощью резонансов типа Брейта-Вигнера — одного узкого ( $4^-$ ) и второго широкого ( $2^-$ ) при энергии  $(2,1 \pm 0,1)$  МэВ. В реакции  $^{14}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{14}\text{B}$  было получено также указание на наличие уровней при более высоких энергиях возбуждения: наблюдалась широкая структура при  $(6,7 \pm 1,6)$  МэВ

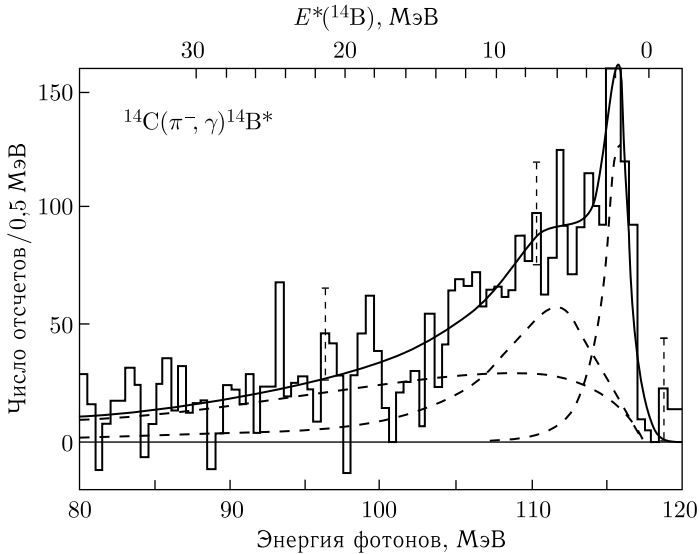


Рис. 5.71. Спектр фотонов из реакции  $^{14}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{14}\text{B}^*$  [31]. Сплошная кривая — общий фит спектра; штриховые — разложение спектра в структуры, интерпретированные как возбужденные состояния в  $^{14}\text{B}$

( $\Gamma = (7,8 \pm 3,2)$  МэВ). Это соответствует предсказаниям оболочечной модели [32] о вероятности переходов к состояниям с  $J^\pi = 2^-$  или  $1^-$  в этой области энергий.

Информация о высоковозбужденных состояниях в ядре  $^{14}\text{B}$  была получена при изучении его структуры в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$  при энергии 334,4 МэВ [7]. Полученный энергетический спектр показан на рис. 5.72. Видно, что основное состояние ядра  $^{14}\text{B}$  в этой реакции заселяется очень слабо. Это объясняется механизмом реакции, в которой реализуется большой угловой момент. Конфигурации основного  $2^-$ -состояния и первого возбужденного  $1^-$ -состояния при 0,74 МэВ базируются главным образом на спаривании  $2s_{1/2}$ -нейтрона с основным  $\pi 1p_{3/2}$ -состоянием ядра-кора  $^{13}\text{B}$ ,  $\pi 1p_{3/2} \otimes \nu 2s_{1/2}$ , соответственно в  $2^-$  и  $1^-$  (см., например, [8, 31, 33, 34]). Участие в спаривании орбиты  $2s_{1/2}$  нечетного нейтрона является причиной слабого заселения этих уровней в данной реакции.

Измеренные в работах [27а, 35] состояния, лежащие ниже 2 МэВ, в этом случае также практически не проявляются.

В то же время заселение дублета  $4^-/2^-$  при энергии  $E^* = 2,1$  МэВ происходит с большей вероятностью, так как оба состояния базируются на конфигурации  $[\pi 1p_{3/2} \otimes \nu 1d_{5/2}]$ . Действительно, аналогично реакции ( $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ) [27а], в этом случае при энергии ниже 3 МэВ наиболее интенсивно заселяется состояние с энергией возбуждения  $E^* = 2,08$  МэВ. Наблюдаемая ширина пика равна энергетическому разрешению. Поэтому верхняя граница ширины резонанса  $\leq 0,1$  МэВ. Из-за малой ширины резонанса можно пред-

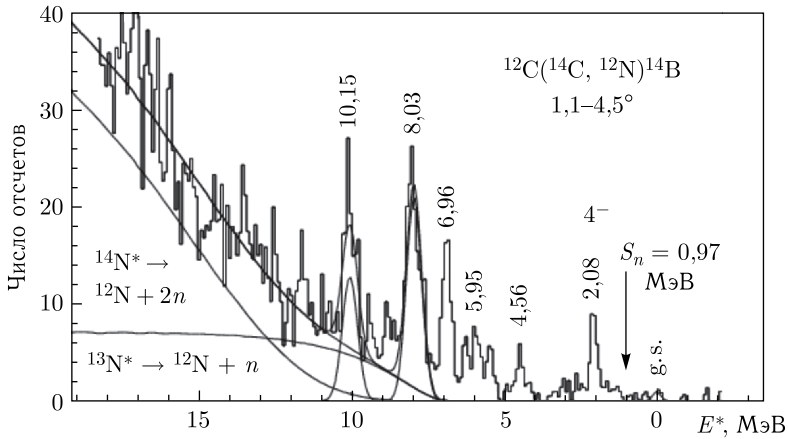


Рис. 5.72. Спектр энергии возбуждения ядра  $^{14}\text{B}$  в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$  при энергии 334,4 МэВ [7]. Плавные кривые — вклад от распада высоковозбужденных ядер  $^{14}\text{N}^*$  ( $^{14}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + 2n$ ) и  $^{13}\text{N}^*$  ( $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$ ), образующихся на первом этапе столкновения в реакциях  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{N})^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{N})^{13}\text{B}$ , когда ядра  $^{12}\text{B}$  и  $^{13}\text{B}$  находятся в основном состоянии

положить, что эта линия соответствует возбужденному состоянию с  $J^\pi = 4^-$ , в то время как широкое распределение под этим пиком — другому, более широкому  $2^-$ -резонансу. Подобный вывод сделан также в работе [31]. Аналогичная картина наблюдается и в ядре  $^{12}\text{B}$ , в котором состояния  $4^-$  и  $2^-$  расположены очень близко, при энергии  $E^* = 4,52$  и  $4,46$  МэВ и с ширинами 0,11 и 0,30 МэВ соответственно [22].

Вместе с тем выше порога испускания двух нейтронов ( $S_{2n} = 5,848$  МэВ) наблюдается несколько пиков, из которых наиболее интенсивные находятся при энергиях  $E^* = 6,96$ ,  $8,03$  и  $10,15$  МэВ. Не исключено, что повышенная интенсивность в области 4,5 МэВ, а также 6 и 8,8 МэВ указывает на наличие энергетических уровней в  $^{14}\text{B}$  при этих значениях энергии. Структура уровня при  $\sim 6$  МэВ, возможно, объясняется наличием нескольких пиков. Некоторые из них лежат на кривой фазового объема, соответствующего образованию трех частиц вследствие распада на лету возбужденных ядер  $^{13}\text{N}^*$  ( $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$ ) и четырех частиц — в результате распада на лету возбужденных ядер  $^{14}\text{N}^*$  ( $^{14}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + 2n$ ). Форма кривых, относящихся к этим процессам, разная, при этом фон от образования трех частиц ниже, чем от образования четырех. В табл. 5.25 представлены данные, полученные в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$  [7].

На рис. 5.73 представлены теоретические (слева) и экспериментальные (справа) данные по положениям уровней ядра  $^{14}\text{B}$ .

В работе [13] спектр уровней ядра  $^{14}\text{B}$  рассчитывался с использованием разных взаимодействий частица–дырка. Одна из версий расчета для энергий  $\leq 2$  МэВ приведена на рис. 5.73 (первая колонка). Однако рассчитанные

Таблица 5.25. Энергии возбуждения и ширины уровней ядра  $^{14}\text{B}$ , полученные в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$  при энергии 334,4 МэВ и  $\theta_{\text{цм}} = 5,4^\circ$  [7]

$E^*$ , МэВ ( $J^\pi$ )	$\Gamma$ , МэВ
g. s. ( $2^-$ )	
2,08 ( $4^- + 2^-$ )	
4,56(5)	
(5,4)	
5,95(8)	
(6,2)	
6,96(5)	
8,03(5)	0,60
(8,86)	0,20
10,15(9)	0,60

спины уровней расположены в обратном порядке относительно значений, полученных в эксперименте [27a]. В работе [7] наблюдался возбужденный уровень с энергией 4,56 МэВ, близкой к значению 4,31 МэВ, полученному в работе [38]. Согласно расчетам по оболочечной модели [17, 32] для  $^{14}\text{B}$  в интервале энергий возбуждения 4,8–7,1 МэВ ожидается несколько уровней. Напрямую связать их с обнаруженными в эксперименте [7] состояниями невозможно, но можно сказать, что имеющееся в полученном спектре указание на наличие трех пиков с энергиями возбуждения между 5 и 7 МэВ объясняет широкое распределение при энергии  $E^* \sim 6,7$  МэВ из работы [31].

В работе [38] при изучении  $\beta$ -запаздывающего нейтронного распада  $^{14}\text{Be}$  анализ данных показал, что в  $^{14}\text{B}$ , возможно, существует уровень с энергией

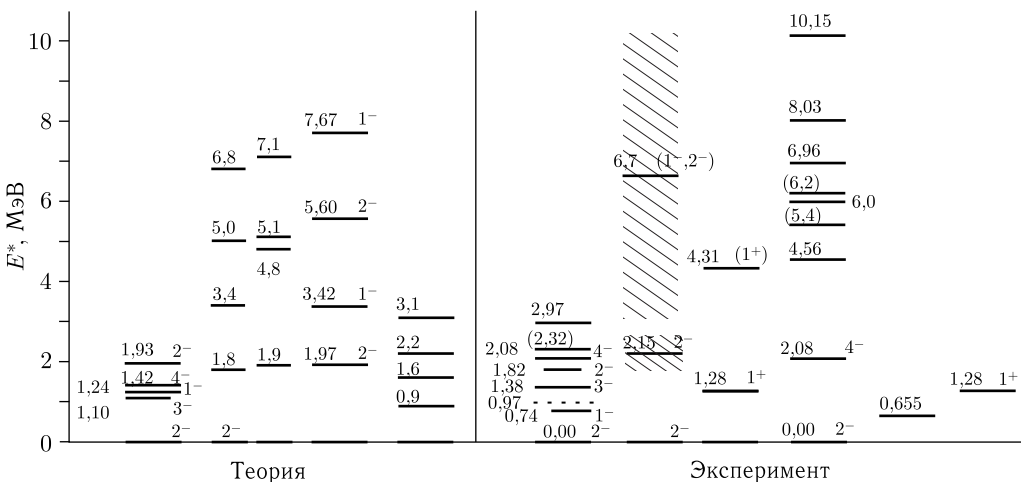


Рис. 5.73. Сравнение теоретических расчетов для значений уровней ядра  $^{14}\text{B}$  с экспериментальными данными. Пунктирная линия при 0,97 МэВ — порог распада с испусканием одного нейтрона, штрихованные участки — область широких резонансов

1,28 МэВ и шириной 60 кэВ, которому были приписаны спин и четность  $J^\pi = 0^+$  или  $1^+$ . В этом же эксперименте был обнаружен еще один уровень при более высокой энергии  $E^* = 4,31$  МэВ с  $J^\pi = 1^+$ . В работах [35] при изучении  $\beta$ -запаздывающего нейтронного распада  $^{14}\text{Be}$  методом двойных и тройных совпадений  $\beta$ -лучей, запаздывающих нейтронов и  $\gamma$ -лучей было однозначно показано, что наблюдался переход в состояние ядра  $^{14}\text{B}$ , находящееся при энергии возбуждения  $(1,28 \pm 0,02)$  МэВ, и со спином и четностью  $J^\pi = 1^+$ .

Наконец, для полноты изложения следует отметить работы [23, 39, 40], в которых было обнаружено состояние ниже порога испускания одного нейтрона при  $E^* = 0,655$  МэВ, работу [42], где в изобар-аналоге, соответствующем основному состоянию  $^{14}\text{Be}$ , был найден уровень при  $E^*(^{14}\text{B}) = 17,06$  МэВ, а также работу [41], в которой было подтверждено наличие состояния  $E^*(^{14}\text{B}) = 1,28$  МэВ с  $J^\pi = 1^+$ .

**5.6.3. Ядро  $^{15}\text{B}$ .** Несмотря на то, что изотоп  $^{15}\text{B}$  был впервые синтезирован еще в 1966 г. [1], его характеристики были измерены много позже [43, 44] в реакции  $^{48}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{B})^{51}\text{V}$ . Возбужденные состояния в этих экспериментах не наблюдались.

Если принять значение  $M.E. = (28,970 \pm 0,022)$  МэВ [44], то  $^{15}\text{B}$  оказывается стабильным по отношению к распаду  $^{14}\text{B} + n$  на 2,77 МэВ [12], что находится в хорошем согласии с предсказанием работы [26].

Структура  $^{15}\text{B}$  рассчитывалась в оболочечной модели в двух разных подходах [45, 29], а также в рамках модели антисимметризованной молекулярной динамики [46]. Первые экспериментальные данные о возбужденных состояниях этого ядра появились в результате экспериментов, описанных в работе [7]. В этой работе поиск возбужденных состояний  $^{15}\text{B}$  проводился в реакции  $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{15}\text{B}$  при энергии 337,3 МэВ. Спектр ядер  $^{12}\text{N}$ , полученный в этой реакции, показан на рис. 5.74. Кроме основного состояния, с малой интенсивностью, видны несколько пиков, которые соответствуют состояниям  $^{15}\text{B}$  при энергиях  $E^* = 3,48(6), 4,91(6), 6,01(8), 7,64(8), 9,50(19)$  и  $10,27(8)$  МэВ. Фон, вызванный образованием трех частиц в результате распада возбужденного ядра  $^{13}\text{N}^*$  ( $^{13}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + n$ ), сравнительно мал в связи с тем, что возбужденное состояние в ядре  $^{13}\text{N}^*$  образуется в сложном процессе передачи трех нуклонов. Таким образом, в области энергий от 4 до 8 МэВ фон практически отсутствует, что позволило интерпретировать находящиеся там пики как соответствующие заселению уровней ядра  $^{15}\text{B}$ . Последующий трехчастичный распад возбужденного ядра  $^{14}\text{N}^*$  ( $^{14}\text{N}^* \rightarrow ^{12}\text{N} + 2n$ ) объясняет подъем спектра при энергиях выше 8 МэВ.

На рис. 5.75 теоретические расчеты энергии, спина и четности уровней ядра  $^{15}\text{B}$  сравниваются с данными, полученными экспериментально в реакции  $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{15}\text{B}$  [7]. Наблюдается большое различие между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями. В [7] не наблюдались

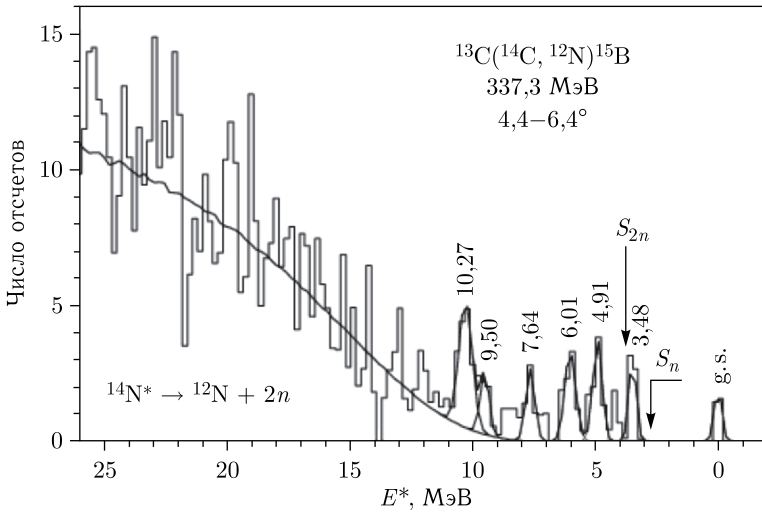


Рис. 5.74. Спектр энергии возбуждения ядра  $^{15}\text{B}$  в реакции  $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{15}\text{B}$  при энергии 337,3 МэВ [7]. Плавная кривая — вклад от распада высоковозбужденного ядра  $^{14}\text{N}^*$  с эмиссией двух нейтронов на первом этапе столкновения в реакции  $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{N})^{13}\text{B}$ .  $S_n$  и  $S_{2n}$  — пороги эмиссии одного и двух нейтронов

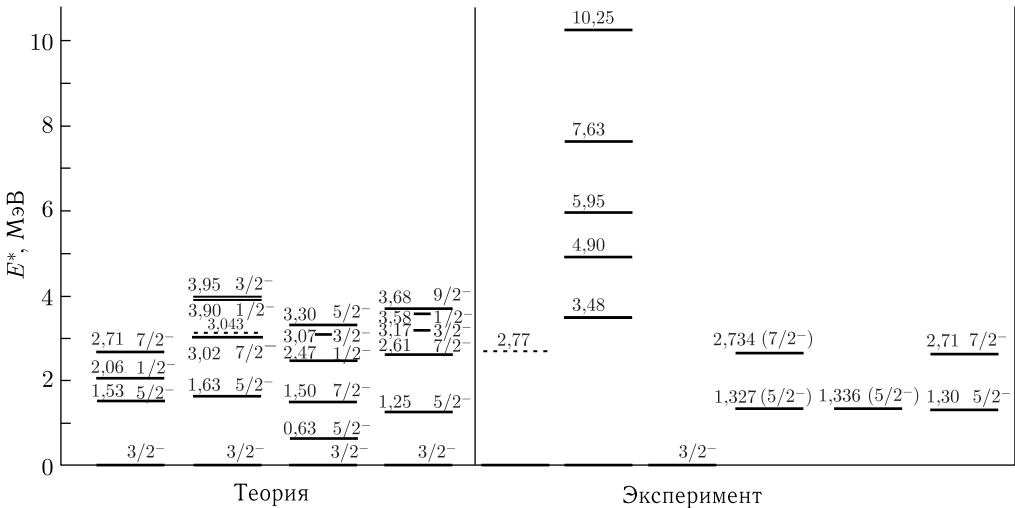


Рис. 5.75. Сравнение теоретических расчетов для значений уровней  $^{15}\text{B}$  с экспериментальными данными. Пунктирные линии — порог распада (теория и эксперимент) с испусканием одного нейтрона

уровни ниже энергии 3,5 МэВ, в то время как большинство расчетных состояний лежат ниже 3,3 МэВ. Тем не менее с использованием on-line  $\gamma$ -спектроскопии в работах [39, 23, 40] в реакциях фрагментации и неупругого рассеяния удалось наблюдать в ядре  $^{15}\text{B}$  связанные возбужденные состояния (см. рис. 5.74).

**5.6.4. Ядро  $^{16}\text{B}$ .** Экспериментально показано, что изотоп  $^{16}\text{B}$  нестабилен по отношению к распаду  $^{16}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ . В работе [26] определен порог распада ядра  $^{16}\text{B}$ , равный  $S_n = -(1,0 \pm 0,4)$  МэВ. Расчеты в рамках оболочечной модели [29] также показали, что он нестабилен, но со значительно меньшей энергией отделения нейтрона:  $S_n = -0,164$  МэВ. В работах [29, 45] предсказано наличие возбужденных уровней в  $^{16}\text{B}$ . Эти состояния в  $^{16}\text{B}$  представляют особый интерес в связи со структурой ядра  $^{17}\text{B}$ , которое может обладать нейтронным гало [48].

В работах [49, 7] впервые приведены данные по измерению массы  $^{16}\text{B}$  в реакции  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{B}$  при энергии 336 МэВ. Спектр энергий возбуждения  $^{16}\text{B}$ , приведенный на рис. 5.76, имеет весьма сложную структуру, так как в области энергии ожидаемого основного состояния ядра наблюдается значительный вклад реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$  на примеси  $^{12}\text{C}$  ( $\sim 25\%$ ) в мишени  $^{14}\text{C}$  (см. рис. 5.72), и энергетическое разрешение в данном эксперименте составило 600 кэВ.

Для получения спектра энергий ядра  $^{16}\text{B}$  использовалась калибровка по положению уровней ядер  $^{14}\text{B}$ , полученных в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$  с высоким разрешением (см. правую часть спектра на рис. 5.76 в шкале для  $^{14}\text{B}$ ). Фитирование спектра, приведенного на рис. 5.76, проводилось также с использованием данных, полученных в реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{14}\text{B}$  (отнормированный фоновый спектр показан толстой кривой). Между уровнями ядра  $^{14}\text{B}$  с энергией 8,03 и 10,15 МэВ виден пик, который относится к низколежащему состоянию  $^{16}\text{B}$ . Его местоположение соответствует значению  $Q$ -реакции  $Q_0 = -48,38(6)$  МэВ, что определяет избыток массы  $^{16}\text{B}$   $M. E. = 37,08(6)$  МэВ. Это означает, что  $^{16}\text{B}$  нестабилен по отношению к испусканию нейтрона всего на 40 кэВ, что меньше погрешности в определении

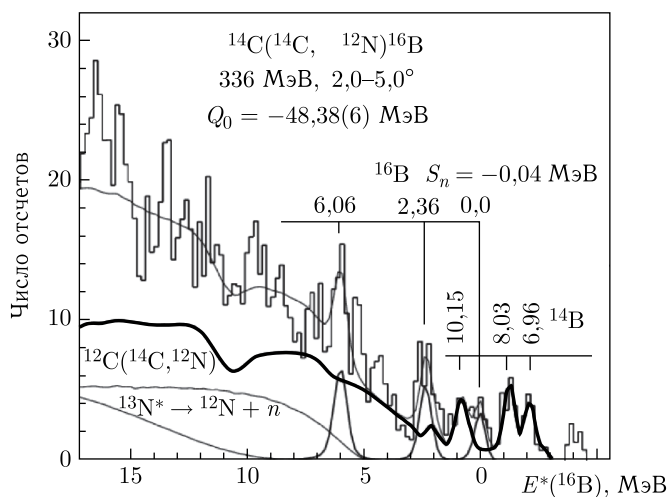


Рис. 5.76. Спектр энергий возбуждения  $^{16}\text{B}$  в реакции  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{B}$



значения  $Q$ -реакции (т. е. погрешность в определении значения  $Q$ -реакции перекрывает порог испускания нейтрона). Поскольку наличие другого состояния в этом узком интервале энергий (между пиком и порогом испускания нейтрона) маловероятно, этот пик был отнесен к основному состоянию  $^{16}\text{B}$ . Ширина данного резонанса определяется граничным значением  $\Gamma < 100$  кэВ.

В этом эксперименте наблюдались еще два резонанса  $^{16}\text{B}$ : при  $E^* = 2,36(7)$  и  $6,06(8)$  МэВ. В табл. 5.26 приведены данные о структуре ядра  $^{16}\text{B}$ : энергии уровней, резонансные энергии над порогом испускания нейтрона, ширина резонанса и статистическая достоверность.

Таблица 5.26. Результаты эксперимента, полученные в реакции  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{N})^{16}\text{B}$  при энергии 336 МэВ [7]. Статистическая достоверность счета над фоном выражена в единицах стандартных отклонений  $\sigma = \sqrt{N_{\text{bg}}}$ , где  $N_{\text{bg}}$  — число фоновых событий под пиком

$E^*$ , МэВ	g. s.	2,36(7)
$E_R$ , МэВ	0,04(6)	2,32(7)
$\Gamma$ , МэВ	< 0,1	0,15
Достоверность, $\sigma$	4,7	5,8

В представлениях оболочечной модели последний нечетный протон и последний нечетный нейтрон в ядре  $^{16}\text{B}$  занимают орбиты соответственно  $1p3/2$  и  $1d5/2$ . Эти два нуклона спариваются в  $J^\pi = 1^-, 2^-, 3^-$  и  $4^-$ . В соответствии с правилом Нордгейма основному состоянию нечетно-нечетного ядра  $^{16}\text{B}$ , в котором оба нечетных нуклона имеют параллельно направленные моменты и спины, можно приписать наиболее вероятные значения спина и четности  $J^\pi = 4^-$  или  $3^-$ . В этой реакции предполагается заселение состояний с необычной четностью подобно реакции  $(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N}_{1+})$  [21, 20]. Поэтому можно ожидать, что состояние  $4^-$  будет проявляться сильнее, чем состояния  $3^-$  и  $1^-$ .

Интересно сравнить спектры энергий возбуждения  $^{16}\text{B}$  и  $^{14}\text{B}$  (см. рис. 5.72). Известно, что состояние  $4^-$  в ядре  $^{14}\text{B}$  при  $E^* = 2,08$  МэВ с конфигурацией  $(\pi 1p3/2 \otimes \nu 1d5/2)_{4^-}$  проявляется в области низких энергий с сопутствующим ему более слабым и широким под ним распределением примерно при той же энергии возбуждения. Если в ядре  $^{16}\text{B}$  спектр энергий имеет такое же поведение, то можно приписать самому низкому резонансу в ядре  $^{16}\text{B}$  значение  $J^\pi = 4^-$ . Не исключено, что ненаблюдаемый уровень  $2^-$  может быть расположен в том же месте или даже быть основным состоянием ядра  $^{16}\text{B}$ . Оболочка  $\nu 2s1/2$ , которая составляет основную часть конфигурации основного состояния  $^{14}\text{B}$ , в  $^{16}\text{B}$  заполнена дополнительным нейтроном, в то время как второй нейтрон находится на орбите  $\nu 1d5/2$ . По аналогии с  $^{14}\text{B}$  нельзя ожидать состояний  $3^-$  или  $1^-$  вблизи состояний  $4^-/2^-$ , одно из которых является основным состоянием в пределах энергии распада 40 кэВ. В этих вариантах состояние  $4^-$  является более предпочтительным.

Подтверждением результата по определению избытка массы  $^{16}\text{B}$  [7] явился эксперимент [50], где при выбивании протона с  $^{17}\text{C}$  (тогда конфигурация нейтронов ядра  $^{17}\text{C}$  сохраняется в  $^{16}\text{B}$ ) получен избыток массы  $^{16}\text{B}$  ( $85 \pm 15$ ) кэВ, который в пределах погрешности находится в согласии со значением 0,04(6) (см. табл. 5.26). Полученное в [7] значение избытка массы  $^{16}\text{B}$   $M. E. = 37,08(6)$  МэВ включено в последние таблицы масс ядер [12].

Ядро  $^{16}\text{B}$  имеет 11 нейтронов, и по оболочечной модели можно ожидать, что последний из них, вероятнее всего, находится на орбите  $1d5/2$ . Малая энергия связи последнего нейтрона и центробежный барьер для состояния с  $l = 2$ , который много выше энергии распада, могут привести к существованию квазистационарного основного состояния в  $^{16}\text{B}$  с относительно большим временем жизни. В работе [51] это время оценивается как  $\sim 10^{-17}$  с.

Попытка определения времени жизни  $^{16}\text{B}$  была предпринята в работе [52]. Ядра  $^{16}\text{B}$  образовывались при фрагментации вторичного пучка  $^{17}\text{C}$  с энергией 52 МэВ/А на мишени из  $^{12}\text{C}$ . Однако в этих экспериментах была получена лишь верхняя граница времени жизни  $^{16}\text{B}$  (191 пс).

Здесь необходимо отметить, что в предположении о наличии последнего нейтрона на орбите  $1d5/2$  оболочечная модель предсказывает время жизни  $^{16}\text{B}$   $3,7 \cdot 10^{-16}$  с при энергии распада 10 кэВ [52].

**5.6.5. Ядро  $^{17}\text{B}$ .** Ядро  $^{17}\text{B}$  является слабосвязанным ядром ( $S_{2n} = 1,39$  МэВ [12]) с борроммиановской структурой. Измеренное сечение реакции [53–55], а также узкое импульсное распределение фрагментов  $^{15}\text{B}$  при развале  $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + 2n$  соответствуют большому среднеквадратичному радиусу этого ядра [48]. В работе [56], для того чтобы воспроизвести измеренное сечение реакции на мишени из углерода, необходимо было предположить наличие длинного нейтронного «хвоста» в распределении плотности. В расчетах глауберовского типа предполагалось, что  $^{17}\text{B}$  состоит из кора  $^{15}\text{B}$  (в основном состоянии) и двух валентных нейтронов. В этих расчетах было определено, что вклад конфигураций двух валентных нейтронов в волновой функции  $(2s1/2)_{J=0}^2$  или  $(1d5/2)_{J=0}^2$  составляет около  $(50 \pm 10)$  %.

Практически ничего не было известно о возбужденных состояниях  $^{17}\text{B}$ . Впервые они наблюдались в неупругом рассеянии  $^{17}\text{B}$  на протоне [23]. На рис. 5.77 представлен экспериментальный  $\gamma$ -спектр, измеренный в совпадении с  $^{17}\text{B}$ . Значение гамма-перехода составило  $(1089 \pm 15)$  кэВ. Это значение соответствовало распаду с первого возбужденного состояния ядра. Такой результат получен также в [40, 57] ( $(1070 \pm 15)$  кэВ). Это значение находится между предсказанными в рамках оболочечной модели [29] и модели антисимметризованной динамики [46]. Обе эти модели предсказывают спин и четность для первого возбужденного состояния  $^{17}\text{B}$   $J = 5/2^-$ . На рис. 5.78 представлены экспериментальные и расчетные значения уровней  $^{17}\text{B}$  [29, 45, 46, 58].

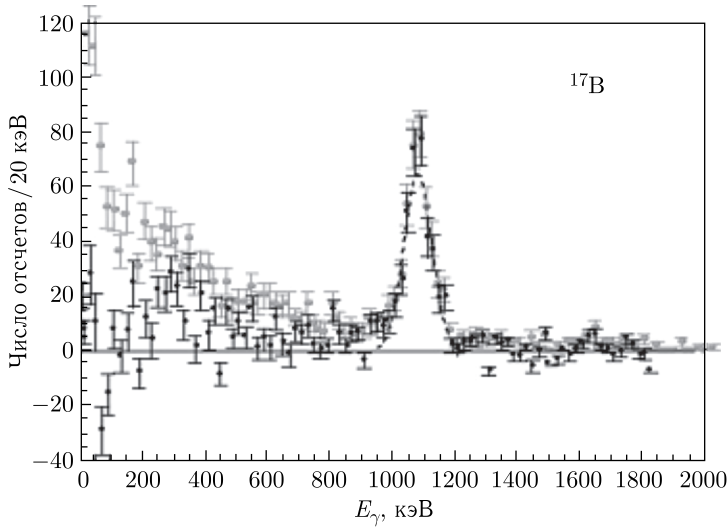


Рис. 5.77. Гамма-спектр для  $^{17}\text{B}$ : серые точки — с учетом фона на углероде, черные точки — после вычета фона. Штриховая линия — описание пика гауссианом [23]

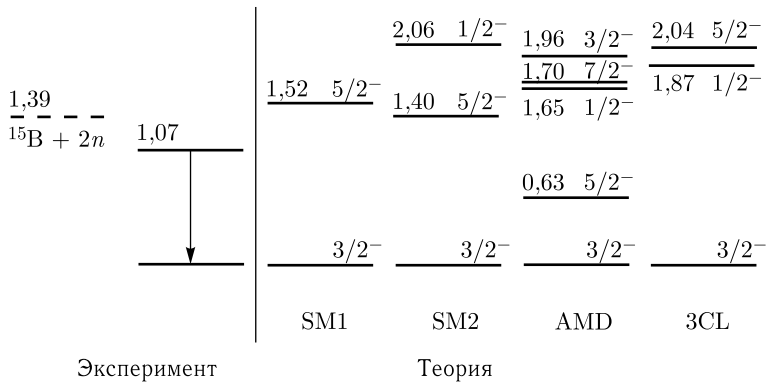


Рис. 5.78. Экспериментальные значения уровней  $^{17}\text{B}$  [40] в сравнении с расчетами

Этот результат и результат по низколежащим уровням  $^{15}\text{B}$  (см. рис. 5.74) дали возможность определить структуру основного состояния  $^{17}\text{B}$ . Изучение этого ядра особенно важно для понимания роли спаривания валентных нейтронов на величину магнитного момента. Обнаружение уменьшения магнитного момента [59] означало бы прежде всего спаривание валентных нейтронов со спином  $J = 2^+$ . Если бы это было так, то вероятность того, что при распаде  $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n + n$  ядро-кор  $^{15}\text{B}$  находится в возбужденном состоянии, была бы большой. Действительно, высокая интенсивность первого возбужденного состояния (1336 кэВ) ядра  $^{15}\text{B}$  (больше чем возбужденного состояния  $^{17}\text{B}$ ) показывает, что наблюдение  $^{15}\text{B}$  в возбужденном состоянии не является результатом первичного возбуждения с последующим развалом,

или наоборот. Это позволяет сделать вывод, что для основного состояния  $^{17}\text{B}$  надо предположить другую конфигурацию при распаде  $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n + n$ , а именно, что  $^{17}\text{B}$  содержит большую компоненту возбужденного состояния ядра-кора  $^{15}\text{B}$  в комбинации с двумя нейтронами со спином  $J = 2^+$ .

**5.6.6. Кластеризация в изотопах бора.** Интересные результаты были получены при рассмотрении кластеризации в изотопах бора.

Возможность существования кластерной структуры изотопов бора была впервые показана в работе [60], где на основе молекулярно-орбитальной модели ядра бора описывались как состоящие из кора, включающего две  $\alpha$ -частицы, протона и нейтронов вокруг них. Было показано, что оптимальное расстояние между двумя  $\alpha$ -частицами увеличивается при переходе от  $^{13}\text{B}$  к  $^{17}\text{B}$ , т. е. при  $N > 8$ .

В работе [60] при исследовании ядра  $^{11}\text{B}$  использовалась модель, в которой это ядро представлялось в виде  $^7\text{Li}(t + \alpha) + \alpha$ .

Однако недостаточная информация о структуре более тяжелых изотопов бора не позволяет однозначно предположить существование в них кластеров. Поэтому использование модели антисимметризованной молекулярной динамики (AMD) для изотопов бора является оправданным, поскольку в нем не заложено предположение об изначальном существовании кластеров в ядре и аксиальной симметрии в деформации [36].

В работе [46] с использованием метода AMD был сделан расчет распределений плотности ядерной материи, а также протонов и нейтронов в изотопах бора ( $A = 11-19$ ). Показано, что ядро  $^{11}\text{B}$  деформировано и имеет кластерную структуру. Ядро  $^{13}\text{B}$ , у которого магическое число нейтронов  $N = 8$ , является почти сферическим и имеет структуру в соответствии с оболочечной моделью. Для ядер  $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{B}$  и  $^{19}\text{B}$  получена кластерная структура с вытянутой деформацией, которая увеличивается с приближением к линии нейтронной стабильности. Изменение плотности нейтронов связывается с оболочечными эффектами. Распределение плотности протонов имеет аналогичную  $N$ -зависимость (кластеризация существует в  $^{11}\text{B}$ , довольно слаба в  $^{13}\text{B}$ , а для области  $N > 8$  четко видна протонная плотность с двумя кластерами), которая также определяется оболочечными эффектами нейтронных орбит. Было показано, что структура  $^{11}\text{B}$  является кластерной, типа  $^7\text{Li} + \alpha = (\alpha + t) + \alpha$ . Во всех остальных изотопах бора протоны объединяются пространственно в две группы  $2p + 3p$  и кластерные структуры  $^9\text{Li} + \alpha$ ,  $^{11}\text{Li} + \alpha$ ,  $^{11}\text{Li} + ^6\text{He}$  и  $^{11}\text{Li} + ^8\text{He}$ , которые проявляются в  $^{13}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{B}$  и  $^{19}\text{B}$  соответственно. Для этих ядер 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. В работе [46] подчеркивается, что кластеры в изотопах бора очень «рыхлые». Кроме того, отмечается, что распределения плотности протонов и нейтронов почти

одинаковые для ядер  $^{11}\text{B}$  и  $^{13}\text{B}$ , однако для ядер тяжелее  $^{15}\text{B}$  распределения более широкие:  $\rho_n(r) > \rho_p(r)$  при  $r > 3$  фм. Толщина нейтронной «шубы»  $^{17}\text{B}$  оказывается меньше 1 фм, т. е. незначительной. Более неожиданным оказался результат, показывающий, что радиус нейтронной «шубы» в  $^{19}\text{B}$  такой же, как в  $^{17}\text{B}$ . Этот эффект объясняется тем, что распределение протонной плотности также увеличивается, а разница между протонной и нейтронной плотностью практически не меняется.

**5.6.7. Перспективы исследований изотопов бора.** Для дальнейшего исследования нейтронно-избыточных изотопов бора можно использовать реакции с пучками как стабильных, так и радиоактивных ядер в обратной кинематике. Несколько таких реакций приведено в табл. 5.27. Из таблицы видно, что реакции на вторичных пучках по сравнению с реакциями на первичных пучках имеют более положительные значения  $Q$ -реакции. Поэтому одной из задач новых ускорительных комплексов пучков радиоактивных ионов может быть исследование структуры тяжелых изотопов бора.

Таблица 5.27. Возможные реакции для изучения изотопов бора

Ядро	Реакция	$Q$ , МэВ [12]
$^{15}\text{B}$	$^{14}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{O})^{15}\text{B}$	-33,86
	$^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{O})^{15}\text{B}$	-29,09
	$^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{F})^{15}\text{B}$	-28,69
	$^{11}\text{B}(^8\text{He}, ^4\text{He})^{15}\text{B}$	+8,87
	$^{15}\text{B}(p, p')^{15}\text{B}$	—
	$^{14}\text{B}(d, p)^{15}\text{B}$	+0,54
$^{16}\text{B}$	$^{11}\text{B}(^8\text{He}, ^3\text{He})^{16}\text{B}$	-11,75
	$^{14}\text{B}(t, p)^{16}\text{B}$	-5,76
	$^{15}\text{B}(d, p)^{16}\text{B}$	-2,26
$^{17}\text{B}$	$^{15}\text{B}(t, p)^{17}\text{B}$	-7,14

### Список литературы к п. 5.6

1. Poskanzer A. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 1271.
2. а) Bowman J. D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 614;  
б) Bowman J. D. et al. // Phys. Rev. 1974. V. C9. P. 836.
3. Wouters J. M. et al. // Z. Phys. 1988. V. A331. P. 229.
4. Gillibert A. et al. // Phys. Lett. 1987. V. B192. P. 39.
5. Musser J. A., Stevenson J. D. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2544.
6. Langevin M. et al. // Phys. Lett. 1985. V. B150. P. 71.
7. Kalpakchieva R. et al. // Eur. Phys. J. 2000. V. A7. P. 451.
8. Guimaraes V. et al. // Phys. Rev. 2000. V. C61. P. 064609.
9. Ota S. et al. // Phys. Lett. 2008. V. B666. P. 311.

10. *Iwasaki H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 202502.
11. *Guess C.J. et al.* // Phys. Rev. 2009. V. C80. P. 024305.
12. *Audi G. et al.* // Nucl. Phys. 2003. V. A729. P. 337
13. *Millener D.J., Kurath D.* // Nucl. Phys. 1975. V. A255. P. 315.
14. a) *Bohlen H.G. et al.* // Z. Phys. 1985. V. A320. P. 237;  
б) *Adamides E. et al.* // Nucl. Phys. 1987. V. A475. P. 598.
15. *Anyas-Weiss N. et al.* // Phys. Rep. 1974. V. 12. P. 201.
16. *Wang K. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C53. P. 1718.
17. *Eramzhyan R.A. et al.* // Phys. Rep. 1986. V. 136. P. 231.
18. *Ajzenberg-Selove F. et al.* // Phys. Rev. 1978. V. C17. P. 1283.
19. *Middleton R., Pullen D.J.* // Nucl. Phys. 1964. V. 51. P. 50.
20. *Bohlen H.G. et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1999. V. 42. P. 17.
21. *von Oertzen W.* // Nucl. Phys. 1988. V. A482. P. 357c.
22. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. 1988. V. A490. P. 1.
23. *Kanungo R. et al.* // Phys. Lett. 2005. V. B608. P. 206.
24. *Nakayama S. et al.* // Nucl. Phys. 1990. V. A507. P. 515.
25. *Winfield J.S. et al.* // Phys. Rev. 1986. V. C33. P. 1333.
26. *Garvey G.T., Kelson I.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 197.
27. a) *Ball G.C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 395;  
б) *Ball G.C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1069.
28. *Naulin F. et al.* // Proc. 4th Intern. Conf. on NFFS, Helsingor, Denmark, 1981 / Ed. L. O. Skolen. Geneva: CERN, 1981. P. 376.
29. *Warburton E.K., Brown B.A.* // Phys. Rev. 1992. V. C46. P. 923.
30. *Tilley D.R. et al.* // Nucl. Phys. 2002. V. A708. P. 3.
31. *Baer H.W. et al.* // Phys. Rev. 1981. V. C28. P. 761.
32. *Kissener H.R., Eramzhyan R.A.* // Nucl. Phys. 1979. V. A326. P. 289.
33. *Ren Z. et al.* // Z. Phys. 1997. V. A357. P. 137.
34. *Chatterjee R., Banerjee P.* // Phys. Rev. 2001. V. C63. P. 017303.
35. a) *Aoi N. et al.* // Z. Phys. 1997. V. A358. P. 253;  
б) *Aoi N. et al.* // Phys. Rev. 2002. V. C66. P. 014301.
36. *Kanada-En'yo Y. et al.* // Phys. Rev. 1995. V. C52. P. 628.
37. *Gu J.N. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1999. V. 25. P. B1.
38. *Belbot M. et al.* // Phys. Rev. 1997. V. C56. P. 3038.
39. *Stanoiu M. et al.* // Eur. Phys. J. 2004. V. A22. P. 5.
40. *Kondo Y. et al.* // Phys. Rev. 2005. V. C71. P. 044611.
41. *Satou Y. et al.* // J. of Phys.: Conf. Ser. 2006. V. 49. P. 27.
42. *Takeuchi S. et al.* // Phys. Lett. 2001. V. B515. P. 255.
43. *Hotchkis M.A.C. et al.* // Nucl. Phys. 1983. V. A398. P. 130.
44. *Bhatia T.S. et al.* // Phys. Lett. 1978. V. 76B. P. 562.
45. *Poppelier N.A.F.M., Wood L.D., Glaudemans P.W.M.* // Phys. Lett. 1985. V. B157. P. 120.
46. *Kanada-En'yo Y., Horiuchi H.* // Phys. Rev. 1995. V. C52. P. 647.

47. а) *Sauvan E. et al.* // Phys. Lett. 2000. V. B491. P. 1;  
 б) *Sauvan E. et al.* // Phys. Rev. 2004. V. C69. P. 044603.
48. *Suzuki T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 012501.
49. *Bohlen H.G. et al.* // Nucl. Phys. 1995. V. A583. P. 775c.
50. *Lecouey J.L.* // Few-Body Systems. 2004. V. 34. P. 21.
51. *Bohlen H.G. et al.* // Proc. XV EPS Nucl. Phys. Divisional Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics (LEND'95), Apr. 1995, St. Petersburg, Russia / Eds. Yu. Ts. Oganessian, W. von Oertzen, R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1995. P. 53.
52. *Kryger R.A. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C53. P. 1971.
53. *Suzuki T. et al.* // Nucl. Phys. 1999. V. A658. P. 313.
54. *Saint-Laurent M.G. et al.* // Z. Phys. 1989. V. A332 P. 457.
55. *Ozawa A. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. B334. P. 18.
56. *Yamaguchi Y. et al.* // Phys. Rev. 2004. V. C70. P. 054320.
57. *Dombrádi Zs.* // Phys. Lett. 2005. V. B621. P. 81.
58. *Descouvemont P.* // Nucl. Phys. 1995. V. A581. P. 61.
59. *Ueno H. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C53. P. 2142.
60. *Ikeda K. et al.* // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1980. P. 68.

### 5.7. Изотопы углерода

Основная информация о свойствах легких ядер была получена для изотопов гелия, лития и бериллия. Это объясняется в первую очередь возможностью теоретического описания таких малонуклонных систем. Оболочечные эффекты являются одной из основных характеристик, определяющих стабильность и ядерную структуру. Известно, что некоторые ядра более стабильны, чем другие, и дополнительная энергия связи появляется в ядрах с магическими числами протонов и/или нейтронов. В последнее время было обнаружено, что при больших значениях изоспина в легких ядрах эффекты, связанные с некоторыми магическими числами, ослабевают и даже возникают новые оболочки [1–7]. Так, было показано, что смешивание орбит  $2s_{1/2}$  и  $1p_{1/2}$  приводит к исчезновению оболочки с магическим числом нейтронов  $N = 8$  в нейтронно-избыточных изотопах лития и бериллия [26–29]. Тот факт, что «дважды магическое» ядро  $^{10}\text{Ne}$  было обнаружено только в виде резонанса и его первое возбужденное  $2^+$ -состояние лежит относительно невысоко, позволяет утверждать, что стабилизирующий эффект оболочки  $N = 8$  отсутствует [8, 9].

Между тем интерес представляют более тяжелые ядра, в которых также ожидаются необычные свойства. Поэтому в последнее время были расширены исследования других кандидатов на роль ядер с гало или нейтронной «шубой».

В этом параграфе мы приведем наиболее интересные, на наш взгляд, результаты о структуре ядер углерода, которые позволяют по-новому взглянуть

на эту область ядер. Новая информация об этих ядрах поступает непрерывно, поэтому мы включили в обзор лишь работы, опубликованные до 2010 г.

Тяжелые изотопы углерода с массовым числом  $A > 14$  являются в последние годы предметом многих теоретических и экспериментальных исследований. В обзоре [10] мы подробно рассмотрели известные к концу 2001 г. данные о свойствах тяжелых изотопов углерода.

Ядро  $^{15}\text{C}$  интересно тем, что для него была обнаружена инверсия спина и четности. Из-за маленькой энергии отделения валентного нейтрона в ядре  $^{15}\text{C}$ , а также в изотопах  $^{17}\text{C}$  и  $^{19}\text{C}$  можно полагать, что эти ядра имеют нейтронное гало. В этом случае среди всех известных ядер с гало, образованным одним нейтроном, изотоп  $^{15}\text{C}$  имеет наибольшее значение энергии отделения нейтрона ( $S_n = 1,2181$  МэВ [11]). Интерес представляет также изотоп  $^{19}\text{C}$ , поскольку в соответствии с последней экспериментальной информацией он является вторым после  $^{11}\text{Be}$  ядром с нейтронным гало, содержащим только один нейтрон. Вопрос о существовании гало в этом ядре непосредственно связан со структурой сложных ядер, находящихся на границе стабильности.

Использование пучков радиоактивных ионов существенно расширило исследования структуры тяжелых изотопов углерода. Измерения импульсных распределений продуктов после выбивания нуклона и полных сечений реакций дали представление о возможном существовании в этих ядрах нейтронных гало (например, [12–18]), а также дали возможность получения информации о спине и четности основных состояний. Этот метод получил свое дальнейшее развитие, когда в реакции с выбиванием одного нейтрона стали измерять парциальные сечения  $\gamma$ -переходов в остаточном ядре [19, 20].

Теоретически структура изотопов углерода изучалась достаточно подробно многими авторами (например, [21–25]). Однако экспериментальных данных оказалось явно недостаточно, чтобы сделать окончательные выводы о структуре и квантовых характеристиках тяжелых изотопов углерода. Особенно это касается информации о структуре возбужденных состояний, в связи с чем возникла необходимость измерения характеристик более тяжелых изотопов углерода и даже в некоторых случаях повторения измерений с более высокой точностью.

Ниже представлены результаты экспериментов, нацеленных на изучение структуры изотопов углерода с  $A = 14, 15, 16, 17$  и выше.

**5.7.1. Ядро  $^{14}\text{C}$ .** Структура ядра  $^{14}\text{C}$  была исследована достаточно подробно во многих реакциях, и его схема уровней известна вплоть до  $E^* = 24,3$  МэВ [26]. Тем не менее многократно проводились измерения в разных реакциях спектра состояний этого ядра. Это объясняется тем, что структура ядра  $^{14}\text{C}$  дает представление о заселении уровней в более тяжелых изотопах углерода, поскольку этот процесс можно рассматривать как последовательное добавление нейтрона на известные уровни ядра  $^{14}\text{C}$ . С точки зрения оболочечной модели свойства уровней при низкой энергии



с положительной четностью в ядре  $^{14}\text{C}$  определяются двумя валентными нейтронами на  $p$ - или  $sd$ -оболочке. Более высокие возбужденные уровни имеют многочастичные и многодырочные конфигурации с валентными нейтронами на  $sd$ - и  $f$ - оболочках. Низколежащие по энергии состояния с отрицательной четностью образуются в том случае, когда один нейтрон с орбиты  $p_{1/2}$  или  $p_{3/2}$  переходит на  $sd$ -оболочку, при этом оставляя три дырки на  $p$ -оболочке. Возможны также смешанные нейтрон-протонные возбуждения.

Для иллюстрации получения  $^{14}\text{C}$  в разных реакциях на рис. 5.79 показано несколько спектров, полученных в реакциях срыва двух нейтронов  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{14}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{O})^{14}\text{C}$ , а также в реакции подхвата двух протонов  $^{16}\text{O}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})^{14}\text{C}$  [27–29]. Выбор пучков различных ионов,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{14}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$ , обеспечивал разную вероятность заселения уровней в  $^{14}\text{C}$ . В реакции  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{14}\text{C}$  основную роль играют частицы на орбитах

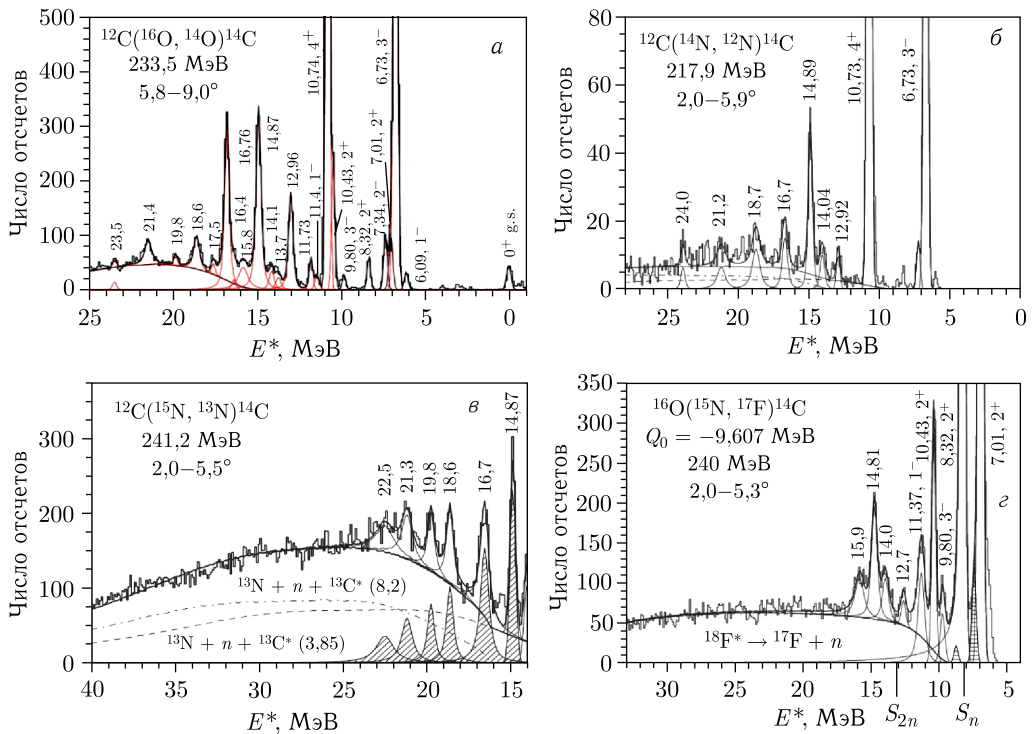


Рис. 5.79. Спектры энергий возбуждения ядер  $^{14}\text{C}$ , измеренные в реакциях срыва двух нейтронов (а–в) и подхвата двух протонов (г): а) реакция  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{O})^{14}\text{C}$  при энергии 233,5 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 5,8-9,0^\circ$ ; б) реакция  $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{N})^{14}\text{C}$  при энергии 217,9 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 2,0-5,9^\circ$ ; в) реакция  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}$  при энергии 241,2 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 2,0-5,5^\circ$ ; г) реакция  $^{16}\text{O}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})^{14}\text{C}$  при энергии 240 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 2,0-5,3^\circ$ . При выбранной настройке спектрометра, производившего измерения, не регистрировались уровни ниже  $E^* = 6,73$  МэВ (б), ниже  $E^* = 14,87$  МэВ (в) и ниже  $E^* = 7,01$  МэВ (г) [27–29]

$p1/2$  и  $p3/2$ , которые спарены со спином 1. Для реакций  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{13}\text{N})^{14}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{O})^{14}\text{C}$  основное влияние оказывают два нейтрона, находящихся на оболочке  $p1/2$ , они спарены, и полный спин равен нулю. Необходимо также учитывать, что согласно оболочечной модели в ядре мишени  $^{12}\text{C}$  оболочка  $p3/2$  практически замкнута, вероятность конфигураций  $p3/2$  составляет около 60–70% и  $p1/2$  — 27% [29, 30]. Поэтому в этих реакциях возможна передача нейтронов на орбиты  $p1/2$ ,  $s1/2$ ,  $d5/2$  и  $d3/2$ . Здесь возможны разные комбинации, и, соответственно, вероятность заселения уровней будет различаться. Конфигурации, содержащие комбинации с  $s$ -оболочкой, маловероятны из-за динамического несоответствия при передаче малого углового момента. Особенно сильны будут переходы на орбиту  $d5/2$ .

Из вышесказанного следует:

- в спектрах, полученных в реакциях срыва нейтронов, число заселяемых уровней гораздо больше, чем в реакциях подхвата протонов;
- при передаче нейтронов заселяются состояния до более высокой энергии возбуждения.

На рис. 5.79, *а* представлен спектр энергий возбуждения ядра  $^{14}\text{C}$  от основного состояния до максимально известной ( $\sim 24$  МэВ [26]). На рис. 5.79, *б* диапазон охватываемых спектрометром энергий от  $\sim 6,5$  до 28 МэВ. В этих двух спектрах с наибольшей вероятностью проявляются состояния  $3^-$  (6,73 МэВ) с конфигурацией  $(d5/2)^1(p1/2)^{-1}$  (партнер в дублете, состояние  $2^-$  при 7,34 МэВ, заселяется слабо, так как спины частицы и дырки антипараллельны,  $\uparrow\downarrow$ ) и  $4^+$  (10,74 МэВ) с конфигурацией  $(d5/2)^2$  из-за наличия в них  $d5/2$ -компоненты. В то же время слабое заселение уровня  $1^-$  (6,09 МэВ) обусловлено динамическим несоответствием присутствующей здесь  $\nu 2s1/2$ -компоненты. При более высоких энергиях возбуждения видны еще несколько, но не столь интенсивных, пиков с  $E^* = 12,96, 14,87$  и 16,76 МэВ. Они могут быть связаны с заселением конфигураций, содержащих протонные или нейтронные возбуждения ядра-кора  $^{12}\text{C}_{2+}^*$  и  $^{12}\text{C}_{3-}^*$ .

Для реакции, приведенной на рис. 5.79, *в*, магнитный спектрометр, с помощью которого проводились измерения спектров, был настроен на максимально возможный энергетический диапазон энергий (от 14 до 40 МэВ), однако пики с энергией выше  $\sim 23$  МэВ не наблюдались.

Возбужденные состояния ядра  $^{14}\text{C}$ , основанные на протонных возбуждениях ядра-кора, проявляются очень слабо в реакциях передачи нейтронов (в этих реакциях они заселились бы в двухступенчатых процессах), но они с большей вероятностью могут проявляться в реакциях передачи двух протонов, например, в реакции  $^{16}\text{O}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})^{14}\text{C}$ . Действительно, из рис. 5.79, *г* видно, что в этом случае форма спектра ядер  $^{14}\text{C}$  (в данной реакции заселялись уровни лишь до  $E^* = 15,9$  МэВ) отличается от того, что наблюдалось в реакциях на рис. 5.79, *а–в*. Здесь проявляется несколько других очень интенсивных переходов при энергии  $E^* = 7,01, 8,32$  и 10,43 МэВ — все они соответствуют  $2^+$ -уровню.

Более подробная информация о характеристиках ядерных уровней  $^{14}\text{C}$  представлена в работе [29].

**5.7.2. Реакция срыва трех нейтронов ( $^{12}\text{C}, ^9\text{C}$ ).** Для изучения структуры более тяжелых изотопов  $^{15}\text{C}$ ,  $^{16}\text{C}$  и  $^{17}\text{C}$  используется реакция срыва с ядра бомбардирующего иона трех нейтронов ( $^{12}\text{C}, ^9\text{C}$ ) на мишенях из  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  и  $^{14}\text{C}$  [31–34].

Если считать ядро  $^{12}\text{C}$  кором с  $(p3/2)^4$ -нейтронами, то в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{15}\text{C}$  можно в основном заселять уровни в  $^{15}\text{C}$ , которые имеют частично-дырочный ( $p-h$ ) характер типа  $(1p-0h)$  или  $(3p-2h)$  по отношению к  $sd$ -оболочке и  $1p1/2$ -орбите. С учетом структуры  $^{12}\text{C}$  (см. выше) можно заселять также состояния при смешивании с орбитой  $1p3/2$ , которая заполнена не полностью.

Ядро  $^{16}\text{C}$  изучалось в реакции срыва двух нейтронов  $^{14}\text{C}(t, p)$ , в которой были обнаружены только уровни с энергией возбуждения до 6,1 МэВ [35–37]. Это объяснялось тем, что состояния, расположенные при высокой энергии, имеют одну или две дырки на  $1p$ -оболочке и их прямое заселение путем посадки двух нейтронов на ядро  $^{14}\text{C}$  маловероятно. Действительно, основное состояние ядра  $^{14}\text{C}$  представляет практически заполненную  $1p$ -оболочку с небольшой примесью  $(sd)^2$ -компонент [38]. В результате реакция  $(t, p)$  приводит в основном к конфигурациям в ядре  $^{16}\text{C}$ , в которых доминируют два нейтрона на  $sd$ -оболочке (уровни с положительной четностью), а конфигурации  $(sd)^3(1p)^{-1}$  заселяются намного слабее (процесс второго порядка). В реакции  $^{14}\text{C}(t, p)^{16}\text{C}$  возбуждения типа «частица–дырка» ( $1p-1h$ : дырка на  $1p1/2$ -орбите) в ядре мишени  $^{14}\text{C}$  (рассматриваемом как кор) приводят к формированию в  $^{16}\text{C}$   $(3p-1h)$ -состояний, которые имеют отрицательную четность. В области энергий  $E^* < 6$  МэВ такие состояния не наблюдались. Это связано с тем, что первым возбужденным уровнем в ядре  $^{14}\text{C}$  является  $1^-$  при  $E^* = 6,09$  МэВ, который соответствует  $(1p-1h)$ -конфигурации  $(2s1/2)^1(1p1/2)^{-1}$ .

На рис. 5.80 слева представлены уровни ядра  $^{16}\text{C}$ , заселяемые с наибольшей вероятностью в реакции  $^{14}\text{C}(t, p)$ .

Заселение уровней  $^{16}\text{C}$  в реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  происходит по-другому. Возможные конфигурации здесь возникают в результате разного спаривания трех нейтронов, переданных на орбиты  $1p1/2$ ,  $2s1/2$  и  $1d5/2$ . В отличие от реакции  $(t, p)$ , здесь с большой вероятностью можно заселять в ядре  $^{16}\text{C}$  высоколежащие частично-дырочные состояния, например, с одной дыркой на  $1p$ -оболочке и тремя частицами на  $sd$ -оболочке:  $(3p-1h)$ , т.е. состояния три частицы–одна дырка. Заселенные уровни в этом случае имеют структуру  $(2s1d)^3(1p1/2)^{-1}$  (рис. 5.80, посередине). Эти состояния с отрицательной четностью с большой вероятностью заселяются в реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$ , так как в ядре мишени  $^{13}\text{C}$ , играющем в данном случае роль кора, имеется «готовая» дырка на нейтронной орбите  $1p1/2$ . При этом все три нейтрона одновре-

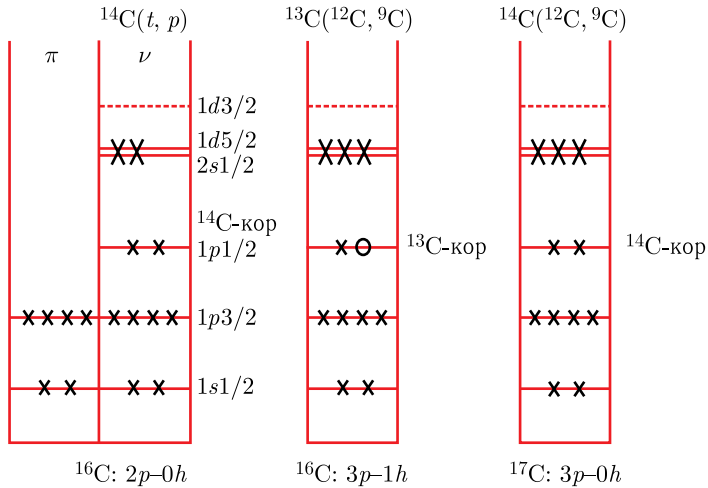


Рис. 5.80. Конфигурации, заселяемые с наибольшей вероятностью в ядре  $^{16}\text{C}$ : в реакциях  $^{14}\text{C}(t, p)$  и  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})$  —  $(2p-0h)$  и  $(3p-1h)$  соответственно; в  $^{17}\text{C}$ : в реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})$  —  $(3p-0h)$

менно могут сесть на  $sd$ -оболочку. Такие состояния ожидаются выше энергии возбуждения 6 МэВ (в то время как наиболее низколежащее состояние в  $^{14}\text{C}$  находится при 6,09 МэВ). В результате параллельного ( $\uparrow\uparrow$ ) и антипараллельного ( $\uparrow\downarrow$ ) спаривания спина частиц и дырки образуются дублеты. В частности, когда три нейтрона передаются на  $1d5/2$ -орбиту, образуются конфигурации типа  $(1p1/2)^{-1}(1d5/2)^3$  и нейтроны спариваются до максимально возможного спина  $9/2^+$ . Спаривание с  $1p1/2$ -дыркой,  $(9/2^+) \otimes (1/2^-)$ , приводит к дублету уровней с полным спином  $5^-$  и  $4^-$ . Необходимо отметить, что заселение с параллельным спариванием (см. ниже) намного более вероятно из-за динамики реакции. Далее,  $(3p-1h)$ -структуры можно получить, если дырка находится на орбите  $1p3/2$ .

В реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  возможно заселение также конфигураций типа  $2p-0h$  (две частицы – ноль дырок), когда сначала в ядре мишени  $^{13}\text{C}$  заполняется дырка на нейтронной орбите  $1p1/2$ . Соответствующие состояния были получены в реакции  $^{14}\text{C}(t, p)$  [36].

При образовании ядра  $^{17}\text{C}$  в реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$  три переданных нейтрона садятся на хорошо упакованное ядро  $^{14}\text{C}$  и образуют  $(sd)^3$ -конфигурации (см. рис. 5.80, справа) типа  $(3p-0h)$ . Возбужденные состояния типа  $(1p-1h)$  в ядре мишени  $^{14}\text{C}$  позволяют при посадке трех нейтронов заселить в  $^{17}\text{C}$  также состояния типа  $(4p-1h)$ , однако это процесс второго порядка и менее вероятен.

Сечения для заселения разных уровней зависят от типа реакции: для реакций передачи при энергиях 15–20 МэВ/А заселение состояний с  $s$ -компонентой маловероятно, в то время как состояния с  $d$ -компонентой заселяются хорошо. По этой причине передача на орбиту  $1d5/2$  весьма вероятна. Поэтому

трехнейтронная конфигурация  $(1d5/2)^3$ ,  $9/2^+$  заселяется с большим сечением, в отличие от конфигурации с  $(2s1/2)^2$ -компонентой.

Наконец, отметим, что наблюдаемый в реакции ( $^{12}\text{C}, ^9\text{C}$ ) фон обусловлен образованием трех частиц в выходном канале реакции в результате распада высоковозбужденного изотопа  $^{10}\text{C}^*$ , образованного на ранней стадии реакции при передаче двух нейтронов ( $^{12}\text{C}, ^{10}\text{C}^*$ ), т. е.  $^{10}\text{C}^* \rightarrow ^9\text{C}(\text{g. s.}) + n$ . Подобный распад ядра  $^{10}\text{C}$  может осуществляться при энергии возбуждения выше порога эмиссии нейтрона, т. е. при  $E^*(^{10}\text{C}) > S_n(^{10}\text{C}) = 21,286$  МэВ. Фитирование распределения подсистемы ( $^9\text{C}(\text{g. s.}) + n$ ) выполняется (как обычно в таких случаях) с помощью наилучшего описания фона в измеренном спектре. В данном случае этот фон невелик вследствие высокого порога процесса эмиссии нейтрона, который сильно подавлен по отношению к каналам с испусканием заряженных частиц ( $p$ ,  $2p$ ,  $\alpha$  и  $^3\text{He}$ ), открытых при меньших энергиях возбуждения. Распределения, связанные с эмиссией нейтрона в реакции ( $^{12}\text{C}, ^9\text{C}$ ), описываются одинаковым образом для всех мишеней (изотопов  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  и  $^{14}\text{C}$ ), так как распад происходит в ядре отдачи  $^{10}\text{C}$  [32, 34] (подробно метод описан в работе [39]).

**5.7.3. Ядро  $^{15}\text{C}$ .** Известно, что в ядре  $^{15}\text{C}$  нейтрон связан относительно слабо (на 1,2181 МэВ); основное состояние имеет, согласно данным [26],  $J^\pi = 1/2^+$ . Этот результат (вследствие большого вклада  $\nu 2s1/2$ -орбиты в волновую функцию основного состояния) подтверждают и многочисленные расчеты свойств основного состояния  $^{15}\text{C}$  (например, [22, 40–43]). Ядро  $^{15}\text{C}$  напоминает  $^{11}\text{Be}$ , поэтому можно предположить, что структура ядра  $^{15}\text{C}$  может быть связана с существованием нейтронного гало (см., например, [12, 13, 18, 41, 44]).

Измерение продольного импульса ядер  $^{14}\text{C}$ , образовавшихся при развале  $^{15}\text{C}$  на разных мишенях (бериллиевой и углеродной) при энергии 62–85 МэВ/А, указало на довольно узкое распределение с  $\text{FWHM} = (67 \pm 3)$  МэВ/с [12] и  $(63,5 \pm 0,7)$  МэВ/с [13]. На основании этого был сделан вывод о наличии гало в ядре  $^{15}\text{C}$ .

Среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов и ядерного вещества в  $^{15}\text{C}$ , определенные на основе измерения полного сечения реакции [45], оказались равными  $R_{\text{rms}}^n = (2,94 \pm 0,15)$  фм и  $R_{\text{rms}}^m = (2,78 \pm 0,09)$  фм соответственно [46]. Расчетное значение для  $R_{\text{rms}}^m$ , полученное в работах [44, 47], практически совпало с экспериментальным [46, 48]. Кроме того, в [44] для радиуса валентного нейтрона в  $^{15}\text{C}$  получено значение  $R_{\text{rms}}^v = 5,53$  фм. Авторами вычислялось отношение  $R_{\text{rms}}^v/R_{\text{rms}}^m$  и было предложено считать ядрами с гало те ядра, у которых это отношение больше 2. Таким образом, в соответствии с этим предположением ядро  $^{15}\text{C}$ , для которого это отношение равно 2,21, является ядром с нейтронным гало.

К такому же выводу пришли и авторы работы [41], в которой в рамках релятивистской теории среднего поля исследовались свойства изотонов с  $N =$

$= 9$ , в том числе и  $^{15}\text{C}$ . Их расчеты воспроизвели спин и четность основного состояния, а также радиусы распределения ядерного вещества и нейтронов и показали, что ядро  $^{15}\text{C}$  ведет себя как ядро с гало.

В работе [43] были рассчитаны зависимости толщины нейтронной «шубы» и изотопные сдвиги зарядовых распределений для изотопов углерода ( $^9\text{C}$ – $^{22}\text{C}$ ) от нейтронного избытка. Расчеты предсказали плавное увеличение размера нейтронной «шубы». Однако при переходе от  $^{14}\text{C}$  к  $^{15}\text{C}$  наблюдается некоторый скачок в зависимости. Это изменение может происходить либо из-за увеличения числа нейтронов, либо из-за появления деформации в изотопах углерода, начиная с  $^{15}\text{C}$ . Так, например, для  $^{15}\text{C}$  рассчитанный параметр деформации для распределения нейтронов равен  $\beta_n \approx 0,3$ .

В работе [49] измерялись сечения взаимодействия разных ядер с мишенями из бериллия, углерода и алюминия при энергии  $\sim 730$  МэВ/А и извлекались эффективные среднеквадратичные радиусы распределения нуклонов с использованием глауберовской модели. Для среднеквадратичного радиуса распределения нуклонов было получено значение  $(2,40 \pm 0,05)$  фм. На основании сравнения расчетного значения сечения взаимодействия с экспериментальным был сделан вывод о наличии «хвоста» в распределении плотности. Что касается зеркальной пары  $^{15}\text{F}$  и  $^{15}\text{C}$ , то из отношения значений кулоновских энергий, рассчитанных на основании определенных среднеквадратичных радиусов, и энергий, полученных на основе измеренных масс, было показано, что ядро  $^{15}\text{C}$  должно иметь нейтронную «шубу» толщиной  $(0,30 \pm 0,07)$  фм. В этой же работе для количественных оценок авторы ввели некий фактор различия  $d = (\sigma_R(\text{exp}) - \sigma_R(G)) / \sigma_R(G)$ , равный отношению разности между экспериментальным и расчетным сечениями реакции и расчетного сечения, который для ядер с аномальной структурой должен быть равен 30–40%. Для  $^{15}\text{C}$  по сравнению с соседними изотопами значение этого фактора оказалось большим ( $d = 35\%$ ). В связи с этим был сделан вывод, что это ядро имеет аномальную структуру (гало или «шубу»). Такой же вывод был сделан на основании измеренных полных сечений реакции и большого значения фактора  $d$ , полученного независимо в работе [18a]. На рис. 5.81 показана зависимость фактора различия  $d$  от нейтронного избытка для изотопов углерода  $9$ – $^{18}\text{C}$ .

При анализе кулоновского развала  $^{15}\text{C}$  с использованием DWBA в работе [51] был сделан вывод о том, что  $^{15}\text{C}$  в основном состоянии имеет структуру, соответствующую гало. Предполагались различные конфигурации для основного состояния  $^{15}\text{C}$ , и рассчитывалось распределение продольного импульса фрагментов ( $^{14}\text{C}$ ) от развала. Конфигурация, в которой нейтрон находится в  $s$ -состоянии, дала  $\text{FWHM} = 62$  МэВ/с, тогда как для  $d$ -состояния было получено  $\text{FWHM} = 140$  МэВ/с. Сравнение с измеренным распределением ( $\text{FWHM} \approx 65$  МэВ/с) [12, 13] продольного импульса  $^{14}\text{C}$  показывает, что интерпретация для нейтрона в  $s$ -состоянии более вероятна.

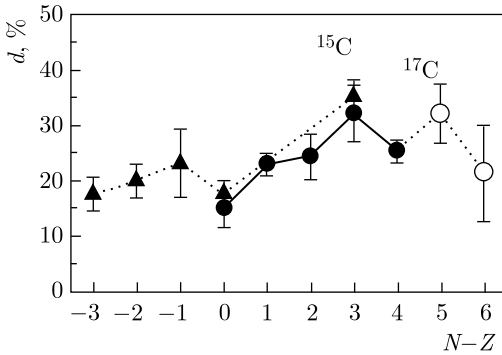


Рис. 5.81. Зависимость фактора различия от нейтронного избытка в изотопах  ${}^9\text{--}{}^{18}\text{C}$ : треугольники — экспериментальные данные из [49], темные кружки — [18a], светлые кружки — [45, 50]

Структура основного состояния  ${}^{15}\text{C}$  изучалась также в работе [13]. При развале  ${}^{15}\text{C}$  с энергией 62 МэВ/А на мишени из углерода было получено узкое распределение продольного импульса ядер кора,  $\text{FWHM} = (63,5 \pm 0,7)$  МэВ/с, что совпадало с результатом работы [12]. Этот факт интерпретировался как большой вклад от  $\nu 2s_{1/2}$ -орбиты в основное состояние ядер с  $Z = 4\text{--}6$  и  $N = 9$  [41]. Наблюдаемое для  ${}^{15}\text{C}$  увеличенное по сравнению с соседними двумя изотопами сечение срыва одного нейтрона ( $\sigma_{-1n} = (159 \pm 15)$  мб) объяснялось относительно малой энергией отделения валентного нейтрона. Экспериментальные данные хорошо согласовывались с расчетами по глауберовской модели с применением спектроскопических факторов, полученных в рамках оболочечной модели, где волновая функция основного состояния включала главным образом  $2s_{1/2}$ -валентный нейтрон, связанный с ядром-кором в основном состоянии.

Между тем комбинированный анализ [52] сечений взаимодействия,  $\sigma_I$ , и сечений реакций, приводящих к изменению заряда,  $\sigma_{cc}$  [52], проведенный в предположении о том, что ядерная структура радиоактивных ядер такая же, как у стабильных ядер, привел к другому выводу относительно размера нейтронного гало или «шубы» в нейтронно-избыточных ядрах углерода. Сечения срыва нейтронов,  $\sigma_{-xn} = \sigma_I - \sigma_{cc}$ , для изотопов вплоть до  ${}^{15}\text{C}$  оставались постоянными. И в этом смысле ядро  ${}^{15}\text{C}$  ничем не отличалось от  ${}^{14}\text{C}$ . Данный результат находится в противоречии с фактом существования галообразной структуры в  ${}^{15}\text{C}$ , которую можно было бы ожидать на основании ранее цитируемых работ [12, 49, 18a].

Итак, ситуация с изотопом  ${}^{15}\text{C}$  неоднозначна, но если в основном состоянии имеет место галообразная структура ядра, то из всех известных ядер с однеитронным гало он имеет наибольшее значение энергии отделения одного нейтрона (1,2181 МэВ).

Как уже было сказано, в ядре  ${}^{15}\text{C}$  внешний нейтрон связан относительно слабо (на 1,2181 МэВ), а основное состояние имеет, согласно данным [26],  $J^\pi = 1/2^+$ . Основное и первое возбужденное состояния неплохо воспроизводятся расчетами [22, 42]. В работе [22] предсказывались широкий  $3/2^+$  резонанс и узкое  $7/2^+$  состояние.

В реакции  ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, p){}^{15}\text{C}$  в работах [53, 26] было обнаружено много уровней в ядре  ${}^{15}\text{C}$  вплоть до энергии  $E^* \approx 11,8$  МэВ.

Достаточно детально структура ядра  ${}^{15}\text{C}$  исследовалась в реакции  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^9\text{C}){}^{15}\text{C}$  ( $Q_{\text{gg}} = -38,79$  МэВ) в трех экспериментах [28, 31б, 34] (см. табл. 5.28). В качестве примера на рис. 5.82 показан один из полученных энергетических спектров. Усредненные значения энергий возбуждения уровней приведены в табл. 5.28. Видно, что положения пиков хорошо (в пределах  $\pm 30$  кэВ) согласуются с известными значениями энергий уровней ядра  ${}^{15}\text{C}$  вплоть до  $E^* \approx 11,8$  МэВ [26]. Выше этой энергии в измеренных спектрах наблюдалось еще пять пиков — при  $E^* = 12,64, 13,10, 13,8, 14,59, 15,9$  МэВ, а также две широкие структуры при 17,8 и 19,0 МэВ. Ранее для ядра  ${}^{15}\text{C}$  уровни в этой области энергий не были известны. В измеренных спектрах не было фона от примеси кислорода в мишени. Малое количество  ${}^{13}\text{C}$  (1,1 %) в естественном углероде не влияло на результат, так как самая интенсивная линия в  ${}^{16}\text{C}$  — уровень  $4^+$  при энергии 4,14 МэВ (см. ниже и [28]) — видна в спектре  ${}^{15}\text{C}$  лишь как одиночное событие рядом с пиком 4,22 МэВ. Вклад остальных состояний ядра  ${}^{16}\text{C}$  был гораздо меньше. Поэтому все пики, наблюдаемые в спектре на рис. 5.82, соответствуют уровням изотопа  ${}^{15}\text{C}$ .

Таблица 5.28. Условия проведения экспериментов по исследованию изотопа  ${}^{15}\text{C}$  в реакции  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^9\text{C}){}^{15}\text{C}$  с использованием магнитного анализа. Энергия пучка  ${}^{12}\text{C}$ , магнитное поле спектрометра и угловой захват по  $\theta$ . Угловой диапазон по вертикали во всех случаях составлял  $\pm 1,5^\circ$  [28, 31б, 34]

Энергия пучка ${}^{12}\text{C}$ , $E$ , МэВ	Магнитное поле, $B$ , Тл	Угловой захват, $\Delta\theta_{\text{лаб}}$ , $^\circ$
230,7	0,9551	4,0–7,0
231,3	0,9493	3,0–7,0
231,3	0,9153	3,0–7,0

Состояния выше порога испускания нейтрона в  ${}^{15}\text{C}$  ( $S_n = 1,28$  МэВ), как и в других случаях, фитировались как брейт-вигнеровские резонансы с учетом экспериментального энергетического разрешения аппаратуры (200 кэВ).

При энергии выше 12,5 МэВ под пиками наблюдается широкая структура, соответствующая трехчастичному каналу реакции  ${}^9\text{C} + n + {}^{14}\text{C}^*$ , когда регистрируется только одна частица  ${}^9\text{C}$ . Этот фон невелик. В реакции  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^9\text{C}){}^{15}\text{C}$  с мишенью  ${}^{12}\text{C}$  в результате передачи двух нейтронов образуется ядро  ${}^{14}\text{C}$ . Как было показано выше, в  ${}^{14}\text{C}$  наиболее интенсивно заселяются  $3^-$ -состояние при  $E^* = 6,73$  МэВ и состояние  $4^+$  при  $E^* = 10,74$  МэВ — это  $1p-1h$  и  $2p-2h$  состояния,  $(1d5/2)^1(1p1/2)^{-1}$  и  $(1d5/2)^2(1p1/2)^{-2}$  соответственно, с вытянутой (stretched) конфигурацией (т. е. спины складываются в максимальное значение). Поэтому кривая на рис. 5.82, соответствующая трехчастичному развалу, рассчитывалась с использованием этих двух сильно



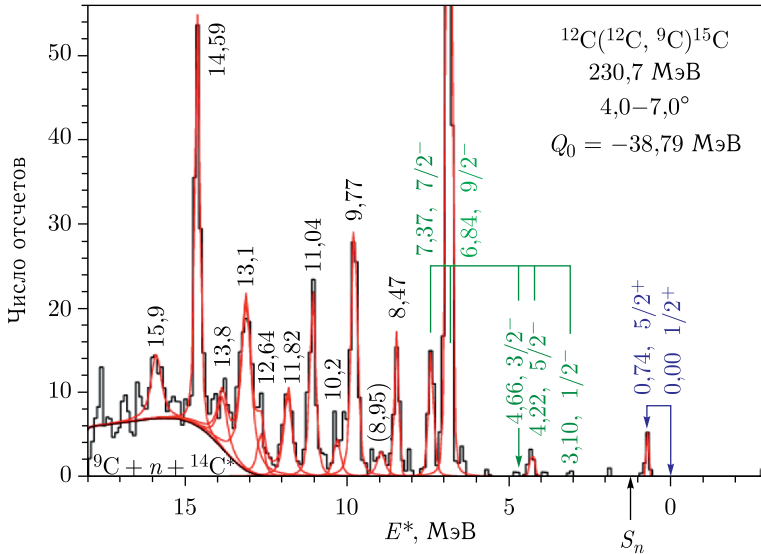


Рис. 5.82. Спектр энергий ядра  $^{15}\text{C}$ , полученный в реакции передачи трех нейтронов  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{15}\text{C}$  при энергии 230,7 МэВ в диапазоне углов  $\theta_{\text{лаб}} = 4-7^\circ$ , при  $B = 0,9551$  Тл. Энергии уровней и возможные значения спина и четности приведены рядом с пиками. Основное состояние не наблюдается ( $s_{1/2}$ -состояние). При  $E^* > 12,5$  МэВ наблюдается широкая структура, соответствующая трехчастичному каналу реакции  $^9\text{C} + n + ^{14}\text{C}^*$  [28, 31б, 34]

заселяемых возбужденных состояний, при этом вклад от  $3^-$ -состояния оказывается более существенным.

В табл. 5.29 кроме значений энергий и ширин резонансов приведены полученные дифференциальные сечения для заселения состояний  $^{15}\text{C}$  в угловых диапазонах  $3-7^\circ$  и  $4-7^\circ$ , захватываемых магнитным спектрометром. Сечения практически одинаковые, за исключением состояний 0,74, 4,22, 6,35 и 6,84 МэВ. В угловом диапазоне  $4-7^\circ$  сечения для этих уровней ниже. Это свидетельствует о том, что с уменьшением угла происходит рост сечений.

Самый интенсивный пик в спектре  $^{15}\text{C}$  находится при  $E^* = 6,84$  МэВ. Рядом, при  $E^* = 7,39$  МэВ, наблюдается второй, менее интенсивный пик. Оба пика соответствуют известному из реакции  $^{13}\text{C}(t, p)^{15}\text{C}$  дублету с конфигурацией  $2p-1h$  [54]. Характеристики этого дублета определяются нейтронной дыркой  $\nu 1p_{1/2}$ , спаренной с ядром-кором  $^{14}\text{C}$ , находящимся в возбужденном состоянии  $4^+$  ( $^{14}\text{C}_{4^+}^*$ :  $(1d_{5/2})_{4^+}^2$ ). В работе [54] для этих состояний предполагались спин и четность  $7/2^-$  и  $9/2^-$ . Если пик при  $E^* = 6,84$  МэВ самый интенсивный в спектре, то это свидетельствует о том, что соответствующее состояние имеет вытянутую конфигурацию. По этой причине, а также принимая во внимание измеренное в спектре отношение интенсивностей пиков, для состояния  $E^* = 6,84$  МэВ с большой долей достоверности (в отличие от данных [54]) можно принять спин и четность  $J^\pi = 9/2^-$  с конфигурацией

Таблица 5.29. Энергии возбуждения, спины, четности, ширины и дифференциальные сечения при заселении уровней  $^{15}\text{C}$ , наблюдаемых в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{15}\text{C}$  при энергии  $\sim 231$  МэВ [28, 316, 34]. Для сравнения приведены результаты, известные из [26]

$E^*$ , МэВ	$J^\pi$	$E^*$ , МэВ	$J^\pi$	$\Gamma$ , МэВ	$d\sigma/d\Omega$ , мкб/ср	$\Gamma$ , МэВ	$d\sigma/d\Omega$ , мкб/ср
[26]				231,3 МэВ, $\theta_{\text{лаб}} = 3-7^\circ$	230,7 МэВ, $\theta_{\text{лаб}} = 4-7^\circ$		
g. s.	$1/2^+$						
0,740	$5/2^+$	0,74	$5/2^+$		0,19(9)		0,05(2)
3,103	$1/2^-$						
4,220	$5/2^-$	4,22	$5/2^-$		0,14(5)		0,04(2)
6,358	$(5/2-9/2)^+$	6,35(2)		$< 0,01$	0,23(7)	-	-
6,841	$(7/2, 9/2)^-$ [54]	6,84(2)	$9/2^-$	0,02(1)	3,8(7)	0,02(1)	2,40(15)
7,352	$(9/2, 7/2)^-$ [54]	7,37(5)	$7/2^-$	0,03(2)	0,30(5)	0,05(3)	0,31(5)
8,47	$(9/2-13/2)$	8,45(3)		0,08(4)	0,34(9)	0,03(2)	0,27(5)
9,00		(8,95)					
9,789	$(9/2-15/2)$	9,75(2)		0,10(5)	0,85(5)	0,08(5)	0,79(8)
10,248	$(5/2-9/2)$	10,2(1)		0,15(12)	0,2(1)	0,15(8)	0,14(4)
11,015		11,05(3)		0,10(5)	0,62(6)	0,10(5)	0,55(7)
11,825	$(\geq 13/2)$	11,80(8)		0,15(8)	0,30(5)	0,20(7)	0,37(6)
		12,64(20)		-	-	0,15(9)	0,16(4)
		13,1(1)		0,30(8)	0,81(9)	0,30(6)	1,00(9)
		13,8(2)		0,3(2)	0,31(5)	0,3(2)	0,31(6)
		14,57(5)		0,13(5)	0,68(7)	0,08(4)	1,04(9)
		16,0(2)		0,3(1)	0,28(5)	0,3(1)	0,38(6)
		17,8(2)		0,5(2)	0,47(8)		
		19,0(2)		1,0(5)	0,9(4)		

*Примечания.* В третьей колонке приведены значения, усредненные по трем измерениям. Разница в значениях сечений (колонки 6 и 8) наблюдается из-за разных угловых диапазонов ( $3-7^\circ$  и  $4-7^\circ$ ) измерения.

$(1d5/2)_{4^+}^2(1p1/2)^{-1}$ . При этом второе состояние дублета, находящееся при  $E^* = 7,39$  МэВ, имеет  $J^\pi = 7/2^-$ , т.е. спины частицы и дырки имеют антипараллельное ( $\uparrow\downarrow$ ) спаривание. Интерпретация данных, полученных для ядра  $^{15}\text{C}$ , может быть проведена с использованием данных по измерению спектра  $^{14}\text{C}$  (см. п. 5.7.1). Конфигурация  $4^+ \otimes 1/2^-$  в  $^{15}\text{C}$  может образоваться из  $^{14}\text{C}$  разными способами. Один из них основывается на  $(1p-1h)$ -дублете,  $(sd)^1(p1/2)^{-1}$ , в ядре  $^{14}\text{C}$ , когда третий передающийся нейтрон садится на орбиту  $1d5/2$  ядра мишени  $^{12}\text{C}$ , т.е. к  $1d5/2$ -нейтронной компоненте дублета  $1p-1h$  добавляется одна частица, превращая ее в конфигурацию  $2p-1h$ ,

$(sd)^2(p1/2)^{-1}$ , в ядре  $^{15}\text{C}$  (красные обозначения на рис. 5.83). Второй способ основывается на мультиплете  $(2p-2h)$  с  $4^+$ -состоянием (10,74 МэВ) в  $^{14}\text{C}$ . В этом случае нейтрон занимает одну из дырок на  $1p1/2$ -орбите и в  $^{15}\text{C}$  образуется конфигурация  $(sd)^2(p1/2)^{-1}$ . Подобным образом для другого уровня этого мультиплета,  $2^+$  при энергии 8,32 МэВ, образуется дублет состояний ядра  $^{15}\text{C}$  с энергиями  $E^* = 4,22$  и 4,66 МэВ и с известными значениями  $J^\pi = 5/2^-$  и  $3/2^-$  соответственно [54, 55]. Эффект спаривания состояний  $4^+$ ,  $2^+$  и  $0^+$  конфигураций  $(sd)^2$  частиц в  $^{14}\text{C}$  и дырки  $1/2^-$  представлен в нижней части рис. 5.83 под состояниями  $^{15}\text{C}$ . Из рис. 5.83 видно также, что в дублетах  $(sd)^1(1p1/2)^{-1}$  в ядре  $^{14}\text{C}$  и  $(sd)^2(1p1/2)^{-1}$  в ядре  $^{15}\text{C}$  состояние, образованное с антипараллельным спариванием, всегда выше по энергии по сравнению с партнером.

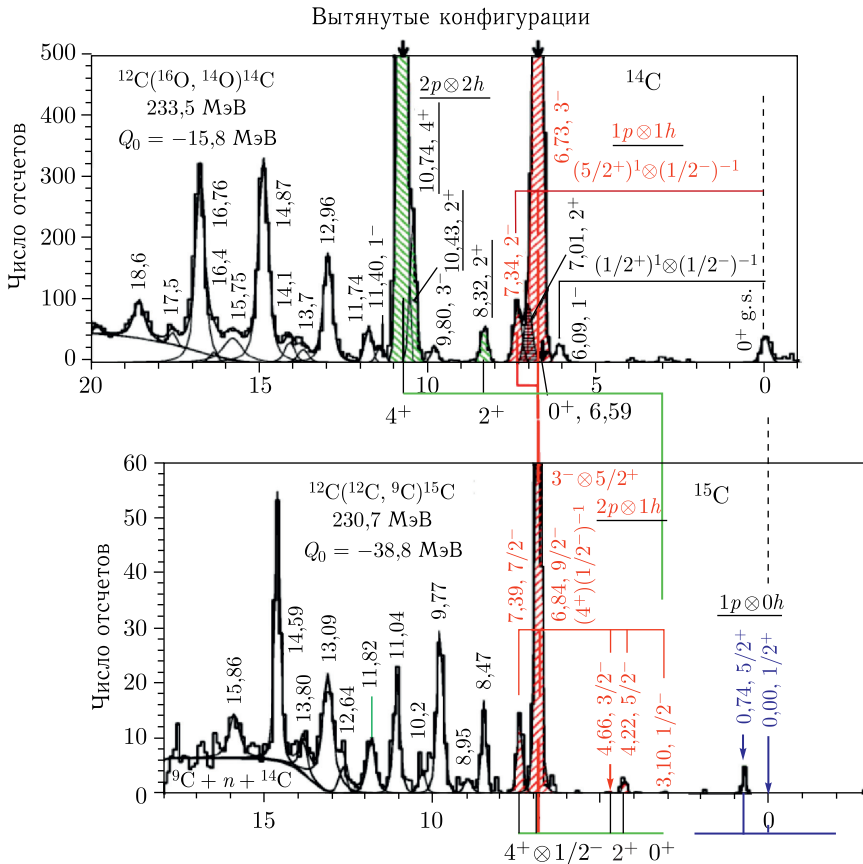


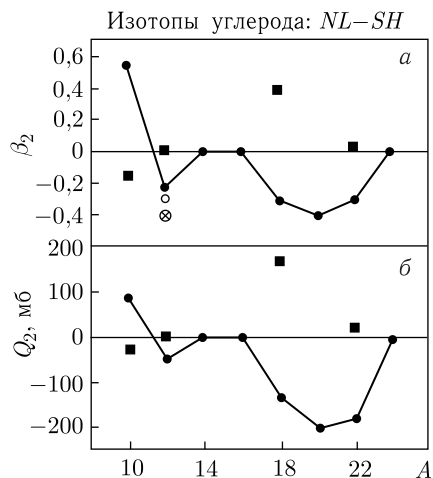
Рис. 5.83. Спектр энергий возбуждения ядра  $^{15}\text{C}$ , показанный на рис. 5.82, вместе с спектром ядра  $^{14}\text{C}$  [28, 316, 34]. Указаны возможные способы образования состояний в  $^{15}\text{C}$  на базе состояний в  $^{14}\text{C}$ . Шкала по  $E^*$ : 120 кэВ/канал

**5.7.4. Ядро  $^{16}\text{C}$ .** Расчеты [56] деформации для ядра  $^{16}\text{C}$  ( $N = 10$ ) показывают его сферическую форму. На рис. 5.84 представлен расчет квадрупольной деформации и квадрупольного момента для цепочки четных изотопов углерода. Поскольку предсказывается, что  $^{16}\text{C}$  — сферическое ядро, то расчетная разность квадрупольных деформаций для нейтронов и протонов ( $\beta_n - \beta_p$ ) практически равна нулю. Расчеты квадрупольной деформации, квадрупольного момента и энергий связи выполнялись в рамках релятивистской теории среднего поля с разными силами взаимодействия. Рассчитывались также среднеквадратичные радиусы распределения заряда, нейтронов и ядерного вещества. Оказалось, что, начиная с  $^{14}\text{C}$  среднеквадратичный радиус распределения заряда для всех более тяжелых изотопов почти одинаков. После плавного роста нейтронного радиуса до  $^{14}\text{C}$  для  $^{16}\text{C}$  наблюдалось резкое увеличение радиуса на  $\sim 0,5$  фм, что можно объяснить наличием большого разрыва орбит при  $N = 8$ . Расчетные значения среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов ( $R_{\text{rms}}^n \approx 3,03$  фм) и ядерного вещества ( $R_{\text{rms}}^m \approx 2,85$  фм) хорошо согласуются с экспериментально измеренными в работе [46], соответственно  $R_{\text{rms}}^n = (2,89 \pm 0,09)$  фм и  $R_{\text{rms}}^m = (2,76 \pm 0,06)$  фм.

Близкое значение,  $R_{\text{rms}}^m = 2,70$  фм, было получено и в расчетах [43]. В этой работе были определены также толщина нейтронной «шубы» и деформация для распределения нейтронов в ядре  $^{16}\text{C}$ , равная  $\beta_n \approx 0,3$ . Было показано, что имеет место сильное изменение в значениях радиуса распределения ядерного вещества при переходе от  $^{15}\text{C}$  ( $R_{\text{rms}}^m = 2,40$  фм) к  $^{16}\text{C}$ .

Неплохо согласуется с экспериментальными результатами [46] и расчет, выполненный в работе [44] для  $^{16}\text{C}$  ( $R_{\text{rms}}^m = 2,87$  или  $2,67$  фм, в зависимости от спина уровня ядра-кора  $^{15}\text{C}$ ). В этой же работе для радиуса валентного нейтрона получено значение  $R_{\text{rms}}^v \approx 3,4-4,0$  фм. Между тем расчет, выполненный в работе [47], дал более низкое значение  $R_{\text{rms}}^m$  — около  $2,6$  фм.

Рис. 5.84. Квадрупольная деформация (а) и квадрупольный момент (б) состояний с наименьшей энергией (темные точки) для изотопов углерода, рассчитанные в рамках релятивистской теории среднего поля [56]. Экспериментальные результаты, соответствующие  $^{12}\text{C}$ , показаны квадратами



В то же время анализ сечений срыва нейтронов с ядер углерода,  $\sigma_{-xn}$ , показал [52], что  $\sigma_{-xn}$  для изотопов легче  $^{16}\text{C}$  остается постоянным, однако, начиная с  $^{16}\text{C}$ , наблюдается резкое увеличение сечения вплоть до  $^{19}\text{C}$ . Кроме того, значения  $\sigma_{-xn}$  для ядер с  $A > 15$  превышают расчетные. Был сделан вывод, что для ядер с большим нейтронным избытком имеет место различие в распределениях плотности протонов и нейтронов и толщина нейтронной «шубы» растет с ростом нейтронного избытка.

В работе [19] для изотопа  $^{16}\text{C}$  было измерено сечение образования и импульсное распределение фрагмента  $^{15}\text{C}$  в реакции выбивания одного нейтрона из ядер  $^{16}\text{C}$  с энергией  $\sim 60$  МэВ/А. Такая реакция может привести к двум известным связанным состояниям в ядре  $^{15}\text{C}$  — основному  $1/2^+$  и возбужденному  $5/2^+$  (0,74 МэВ). Разные каналы реакции выделялись с использованием методов  $\gamma$ -спектроскопии (импульсные распределения фрагментов измерялись в совпадении с  $\gamma$ -лучами). 58% сечения объяснялось вкладом от возбужденного состояния. Анализ экспериментальных данных позволил оценить также соотношение  $s$ - и  $d$ -компонент нейтронной пары в основном состоянии  $^{16}\text{C}$  — соответствующие спектроскопические факторы равнялись 0,56(10) для  $1/2^+$  и 1,28(20) для  $5/2^+$ . Измеренное сечение выбивания одного нейтрона равнялось  $(77 \pm 9)$  мб, что находится в хорошем согласии со значением  $(65 \pm 6)$  мб, полученным в работе [13а]. Близкими оказались и измеренные в этих двух работах ширины распределения продольного импульса ядер-коров (FWHM  $\approx 100$ – $108$  МэВ/с).

Между тем наличия какой-либо аномальной структуры в  $^{16}\text{C}$  обнаружено не было [18а]. Такое заключение было сделано из измерения полного сечения реакции для пучка  $^{16}\text{C}$  на мишени из углерода ( $(1559 \pm 44)$  мб) при энергии 39 МэВ/А и величины фактора  $d$  (см. рис. 5.81) [49].

Низколежащие уровни ядра  $^{16}\text{C}$  (рис. 5.85, черные линии) исследовались в реакциях  $(t, p)$  и  $(t, p\gamma)$ . В реакции срыва двух нейтронов  $^{14}\text{C}(t, p)$  были обнаружены лишь состояния с  $E^* \leq 6,1$  МэВ [35–37]. Поскольку эти уровни были получены в реакции  $(t, p)$  на мишени  $^{14}\text{C}$ , переданные два нейтрона заселяют в основном  $sd$ -оболочку. Следовательно, эти уровни должны иметь положительную четность. Это было подтверждено экспериментально, и было определено, что известные пять низколежащих состояний  $^{16}\text{C}$  (основное, 1,77, 3,03, 4,08 и 4,14 МэВ) имеют положительную четность.

Энергия отделения одного нейтрона  $S_n = 4,25$  МэВ. Предполагается, что структура  $^{16}\text{C}$  определяется ядром-коров  $^{14}\text{C}$  с парой нейтронов в двухчастичной  $(sd)^2$ -конфигурации, ведущих себя аналогично нейтронам в  $^{18}\text{O}$  [58].

Структуру  $^{16}\text{C}$  можно рассматривать на основании того, что известно о более легких изотопах углерода и что происходит, когда к ним поочередно передаются нейтроны. В этом случае уровни с отрицательной четностью соответствуют наличию дырки на  $1p$ -орбите. Такие состояния можно ожидать при  $E^* > 6$  МэВ. Это следует из частично-дырочной структуры в ядре  $^{14}\text{C}$ : его

уровень  $1^-$  с конфигурацией  $(2s1/2)(1p1/2)^{-1}$  находится при  $E^* = 6,09$  МэВ, а  $3^-$ -состояние с конфигурацией  $(1d5/2)(1p1/2)^{-1}$  — при  $E^* = 6,73$  МэВ. Действительно, в работе [36а] отрицательная четность считалась возможной лишь для уровня 6,11 МэВ: ему приписывались значения  $J^\pi = 2^+, 3^-$  или  $4^+$ .

Вместе с тем предполагается, что пара нейтронов в ядре  $^{16}\text{C}$  с двухчастичной  $(sd)^2$ -конфигурацией, находящихся на ядре-коре  $^{14}\text{C}$ , ведут себя аналогично нейтронам в ядре  $^{18}\text{O}$  (ядро-кор  $^{16}\text{O} + 2n$ ) [59].

Изотоп  $^{16}\text{C}$  изучался также в реакции срыва трех нейтронов  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  [28, 31–33]. Учитывая структуру ядра мишени  $^{13}\text{C}$ , можно было ожидать, что посадка всех трех нейтронов на  $(sd)$ -оболочку приведет к уровням  $^{16}\text{C}$  с одной дыркой на  $1p1/2$ -орбите, т. е. к уровням с  $3p-1h$  структурой. Измерения проводились при энергии 230,7 МэВ. В тех же условиях, для учета фона в результате присутствия примеси в мишени, изучалась реакция  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{15}\text{C}$ . Эта реакция использовалась также для прецизионной энергетической калибровки магнитного спектрометра.

Измеренный в реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  энергетический спектр  $^9\text{C}$  показан на рис. 5.86. Спектр содержит много пиков, но из известных уровней  $^{16}\text{C}$  в этой реакции заселены всего лишь два: с  $E^* = 1,77$  и 4,14 МэВ. Основное состояние, а также уровни, находящиеся между 3,0 и 4,09 МэВ, не наблюдались. Структура в районе 6,11 МэВ (наиболее высокое из ранее известных состояние  $^{16}\text{C}$  [57]) статистически ненадежна, поскольку находится в области, где видны события вследствие кислородной примеси в мишени (фоновая реакция на примеси  $^{16}\text{O}$  выражается в виде нескольких событий, на рисунке отмечены как  $^{19}\text{O}$ ). Вклад от реакции на примеси  $^{12}\text{C}$  в мишени показан на рис. 5.86 голубой кривой: пик при  $E^* \approx 7$  МэВ ( $^{15}\text{C}^*$ ) полностью объясняется 5%-й примесью  $^{12}\text{C}$ . Этот пик соответствует наиболее интенсивному пику  $^{15}\text{C}$  при  $E^* = 6,84$  МэВ

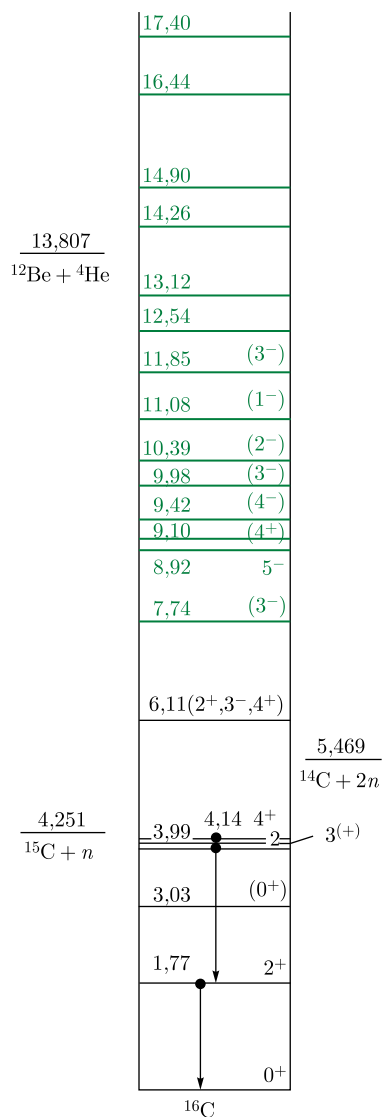


Рис. 5.85. Схема уровней  $^{16}\text{C}$ : известные из реакции  $^{14}\text{C}(t, p)^{16}\text{C}$  — черные линии [35–37, 57]; состояния, обнаруженные в опыте в реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$ , — зеленые линии [28, 31–33]. Показаны возможные спины и четности

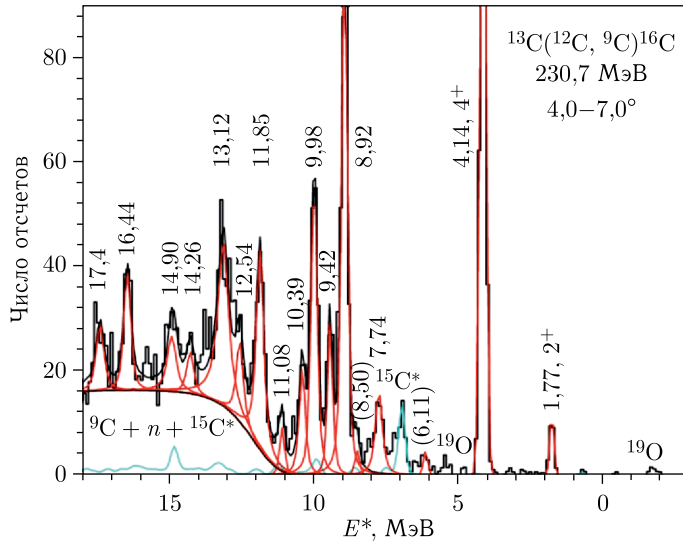


Рис. 5.86. Спектр ядра  $^{16}\text{C}$  из реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$ , с  $Q_{\text{gg}} = -39,48$  МэВ, при 230,7 МэВ в угловом диапазоне  $\theta_{\text{лаб}} = 4-7^\circ$  [28, 33] с мишенью  $^{13}\text{C}$  толщиной 260 мкг/см<sup>2</sup> и обогащением 95%. Энергетическое разрешение составило 200 кэВ. Вклад от реакции на примеси  $^{12}\text{C}$  в мишени показан голубой кривой. Кривая при  $E^* > 10$  МэВ соответствует распределению событий из трехчастичного канала реакции  $^9\text{C} + n + ^{15}\text{C}^*$ . Пики от примесей  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  в мишени обозначены как  $^{15}\text{C}^*$  и  $^{19}\text{O}$

(он использовался для нормировки при учете фона). Тем временем 14 ранее неизвестных состояний  $^{16}\text{C}$ , находящихся выше  $\sim 7,5$  МэВ вплоть до энергии возбуждения 17,4 МэВ, были обнаружены в работе [33] впервые. Состояния, находящиеся выше  $S_n$ , описывались формой брейт-вигнеровских резонансов, ширина которых складывалась с экспериментальным энергетическим разрешением. Полученные на основе фитирования спектра значения энергии возбуждения  $E^*$ , ширины  $\Gamma$ , сечения и возможные значения  $J^\pi$  приведены в табл. 5.30.

Значение уровней  $^{16}\text{C}$  в виде нейтронных частично-дырочных структур можно объяснить с использованием известных данных для ядер  $^{14}\text{C}$  и  $^{15}\text{C}$ . Ранее мы рассматривали конфигурации в изотопах  $^{14}\text{C}$  и  $^{15}\text{C}$ , которые имели одну дырку на орбите  $1p_{1/2}$  и один или два нейтрона на  $sd$ -оболочке. Подобным же образом можно рассматривать ядро  $^{16}\text{C}$ .

В реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$ , где мишень состояла из ядер  $^{13}\text{C}$ , в которых имеется «готовая» дырка на  $1p_{1/2}$ -орбите, в  $^{16}\text{C}$  могут заселяться состояния с конфигурацией  $2p-0h$  при заполнении нейтронной орбиты  $1p_{1/2}$ . Состояния  $^{16}\text{C}$ , имеющие  $1p_{1/2}$ -нейтронную дырку и отрицательную четность, заселяются посадкой всех трех переданных нейтронов напрямую на  $sd$ -оболочку. В принципе, заселение уровней в  $^{16}\text{C}$  можно рассматривать как последова-

Таблица 5.30. Уровни изотопа  $^{16}\text{C}$ , наблюдаемые в реакции передачи трех нейтронов  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  при энергии 230,7 МэВ [28, 29, 31–36]. Приведены энергия возбуждения  $E^*$  и спин и четность  $J^\pi$  из  $(t, p)$ -реакции [35–37] — первая и вторая колонки

$E^*$ , МэВ	$J^\pi$	$E^*$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$d\sigma/d\Omega$ , мкб/ср	$J^\pi$
Реакция $^{14}\text{C}(t, p)$		Реакция $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$			
g. s.	$0^+$				
1,77	$2^+$	1,77		0,06(2)	$2^+$
3,03	$(0^+)$				
3,98	$2$				
4,09	$3^{(+)}$				
4,14	$4^+$	4,14		0,85(5)	$4^+$
6,11	$(2^+, 3^-, 4^+)$	(6,11)	(< 0,025)	(< 0,02)	
		7,74(2)	0,02(4)	0,13(2)	$(3^-)$
		8,92(2)	0,10(3)	0,62(4)	$5^-$
		(9,10)	(0,05)	(< 0,12)	$(4^+)$
		9,42(2)	0,10(3)	0,17(3)	$(4^-)$
		9,98(2)	0,12(3)	0,38(3)	$(3^-)$
		10,39(3)	0,15(5)	0,14(3)	$(2^-)$
		11,08(2)	0,10(4)	0,05(2)	$(1^-)$
		11,85(2)	0,22(4)	0,35(4)	$(3^-)$
		12,54(3)	0,20(5)	0,13(5)	
		13,12(3)	0,40(10)	0,43(4)	$(5^-)$
		14,26(3)	0,20(5)	0,07(3)	
		14,90(3)	0,30(5)	0,12(3)	
		16,44(2)	0,15(3)	0,17(3)	
		17,4(1)	0,2(1)	0,11(3)	

тельную передачу нейтронов на ядра  $^{14}\text{C}$  или  $^{15}\text{C}$ , например, следующим образом:  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{C})^{14}\text{C}(^{11}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{C})^{14}\text{C}(^{11}\text{C}, ^{10}\text{C})^{15}\text{C}(^{10}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$ .

После передачи первого нейтрона последующая передача оставшихся двух нейтронов ядру с замкнутыми оболочками  $^{14}\text{C}$  ведет прежде всего к заселению свободных нейтронных орбит  $2s_{1/2}$  и  $1d_{5/2}$ . Состояния в  $^{16}\text{C}$  будут в этом случае иметь  $(2p-0h)$ -структуру. Однако в промежуточном ядре  $^{14}\text{C}$  могут образоваться конфигурации  $(2s_{1/2})(1p_{1/2})^{-1}$  и  $(1d_{5/2})(1p_{1/2})^{-1}$ , т. е. с нейтронной дыркой на  $1p_{1/2}$ -орбите, проявляются состояние  $1^-$  (6,09 МэВ) и дублет  $3^-/2^-$  (6,73 и 7,34 МэВ). Добавление еще одного нейтрона приводит к группе состояний с  $(2p-1h)$ -структурой, а передача третьего нейтрона приводит к состояниям в  $^{16}\text{C}$ , которые имеют  $(3p-1h)$ -структуру:  $(sd)^3(1p_{1/2})^{-1}$ , при этом  $E^*$  выше  $\sim 6$  МэВ.

Для наглядности на рис. 5.87 спектры энергий возбуждения ядер  $^{14}\text{C}$ ,  $^{15}\text{C}$  и  $^{16}\text{C}$  представлены вместе так, что видна их «родословная». При та-



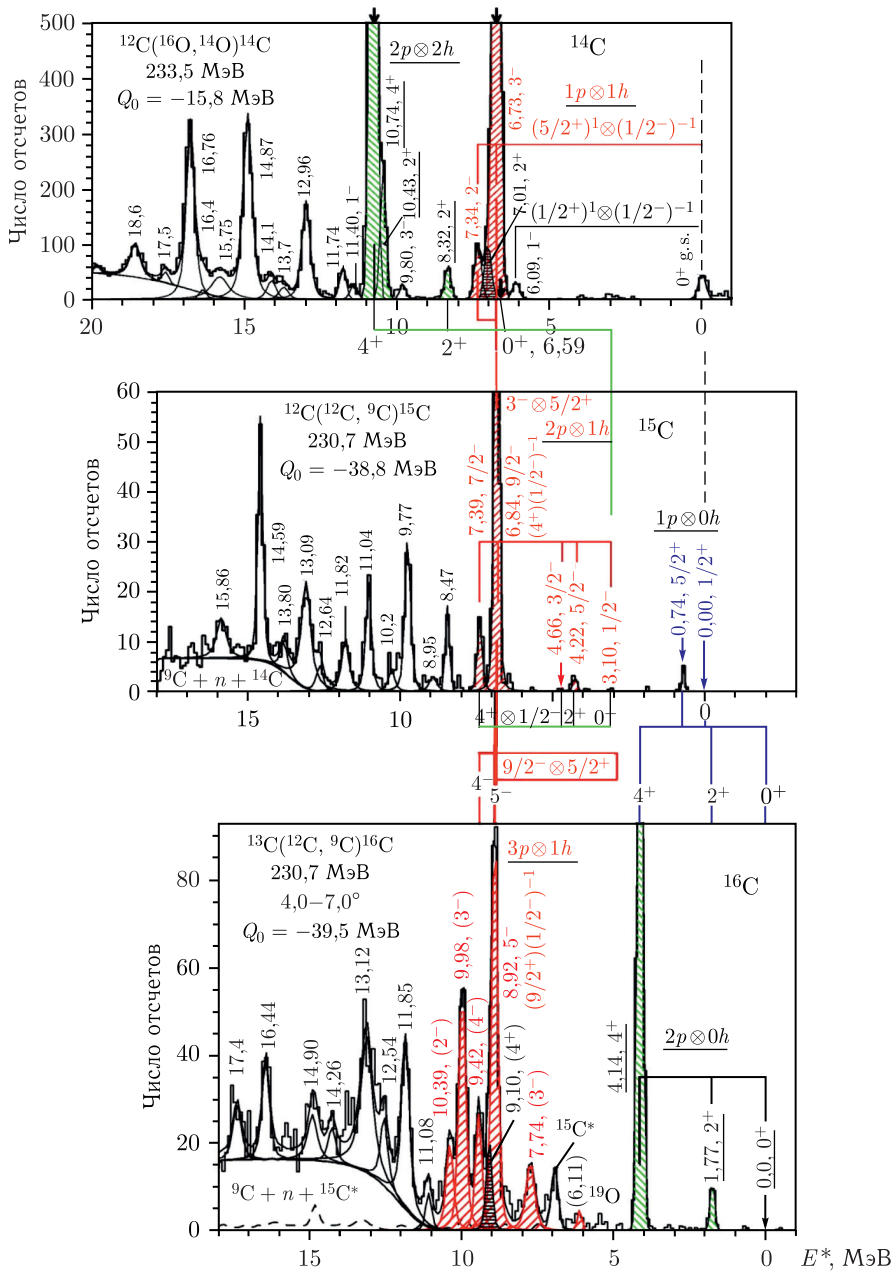


Рис. 5.87. Спектры энергий возбуждения ядер  $^{14}\text{C}$ ,  $^{15}\text{C}$  и  $^{16}\text{C}$  из реакций  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{O})^{14}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{15}\text{C}$  и  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  [28]. При больших значениях энергии возбуждения наблюдаются широкие распределения из-за трехчастичных каналов реакций. Нормированный фон (нормировка сделана по уровню, отмеченному как  $^{15}\text{C}^*$ ) от реакции на примеси  $^{12}\text{C}$  в мишени  $^{13}\text{C}$  представлен штриховой кривой в нижней части рисунка.  $^{19}\text{O}$  является фоной от примеси  $^{16}\text{O}$

ком представлении  $(1p-1h)$ -,  $(2p-1h)$ - и  $(3p-1h)$ -состояния с максимальным спином  $3^-$ ,  $9/2^-$  и  $5^-$  из конфигураций  $(sd)^x(1p1/2)^{-1}$  (где  $x = 1, 2, 3$  соответственно для  $^{14}\text{C}$ ,  $^{15}\text{C}$  и  $^{16}\text{C}$ ) находятся одно под другим. Можно рассматривать спектр  $^{16}\text{C}$ , разбив его на несколько групп уровней. На рисунке вертикальная штриховая линия указывает на связь основного состояния  $^{14}\text{C}$  с основным состоянием  $^{15}\text{C}$  и состоянием при  $E^* = 0,74$  МэВ (со структурой  $1p-0h$ ) и с  $(2p-0h)$ -состояниями в  $^{16}\text{C}$  от основного до  $4^+$ -состояния при  $E^* = 4,14$  МэВ. Обращает на себя внимание отсутствие в спектре реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  основного состояния  $^{16}\text{C}$  (рис. 5.85, 5.86). Это объясняется наличием в основном состоянии изотопа  $^{16}\text{C}$  до 42% компоненты  $(2s1/2)^2$  [19], а, как известно, заселение состояний с  $s$ -компонентой маловероятно в реакциях передачи при энергиях 15–20 МэВ/А. В то же время велика вероятность заселения  $1d5/2$ -орбиты. В результате большого отрицательного значения  $Q$  реакции  $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$  ( $-39,48$  МэВ) угловые моменты во входном и выходном каналах отличаются и закон сохранения углового момента благоприятствует образованию в конечном состоянии высокоспиновых состояний, в частности, вытянутых конфигураций. Этим состояниям должны соответствовать самые интенсивные линии в спектрах. В случае  $^{14}\text{C}$  таким состоянием является  $4^+$ -состояние при 10,74 МэВ. Линия при  $E^* = 4,14$  МэВ самая интенсивная в спектре  $^{16}\text{C}$ : следовательно, она должна соответствовать вытянутой конфигурации  $(1d5/2)_{4^+}^2$ . В то же время второй уровень из  $(2p-0h)$ -мультиплета,  $2^+$ -состояние при 1,77 МэВ, являющееся комбинацией  $2s$ - и  $1d$ -конфигураций, проявляется в спектре гораздо слабее (см. табл. 5.30).

При  $E^* > 7$  МэВ на рис. 5.87 красным заштрихована вторая группа уровней. Она имеет  $(3p-1h)$ -структуру с нейтронной дыркой на  $1p1/2$ -орбите и ведет свое начало от  $(1p-1h)$ -состояний в  $^{14}\text{C}$ , через  $(2p-1h)$ -конфигурацию в  $^{15}\text{C}$ . Когда в  $(3p-1h)$ -конфигурации частицы в состоянии  $(sd)^3(1p1/2)^{-1}$  объединены максимальным значением спина  $9/2^+$ , спаривание с нейтронной дыркой  $(1p1/2)^{-1}$  образует дублет  $5^-/4^-$ . Вытянутая конфигурация  $[(1d5/2)^3(1p1/2)^{-1}]_{5^-}$  должна соответствовать второму по интенсивности после состояния  $4^+$  (табл. 5.30) уровню в спектре  $^{16}\text{C}$ . В данном спектре этот уровень находится при  $E^* = 8,92$  МэВ, ему были приписаны спин и четность  $J^\pi = 5^-$ . Уровень  $4^-$  из дублета  $5^-/4^-$  идентифицируется при  $E^* = 9,42$  МэВ, т. е. на 0,5 МэВ выше состояния  $5^-$  (подобное поведение наблюдается в ядрах  $^{14}\text{C}$  и  $^{15}\text{C}$ ). В  $(3p-1h)$ -конфигурации, когда нейтронная дырка  $(1p1/2)^{-1}$  оказывается на уровне со значениями спинов  $5/2^+$  и  $7/2^+$  (от  $(1d5/2)^3$ -конфигурации), возможно образование еще двух дублетов:  $3^-/2^-$  и  $4^-/3^-$ .

Итак, можно предположить, что в ядре  $^{16}\text{C}$  нейтронная дырка  $1p1/2$  из конфигурации  $(3p-1h)$  спаривается со всеми частичными состояниями и образуются дублеты. Можно поискать соответствие между ядрами  $^{19}\text{O}$  и  $^{16}\text{C}$ , если иметь в виду, что вытянутые конфигурации имеют максимальный

выход. В  $^{19}\text{O}$  это состояние  $9/2^+$  при  $E^* = 2,37$  МэВ. В  $^{16}\text{C}$  это состояние с трехчастичной компонентой при  $E^* = 8,92$  МэВ, которому уже было приписано значение спина и четности  $J^\pi = 5^-$ . Разница в энергиях этих двух уровней равняется  $6,55$  МэВ. Ее можно использовать при определении соответствия между остальными уровнями: для параллельного ( $\uparrow\uparrow$ ) спаривания эта разница добавляется к значениям энергий уровней в  $^{19}\text{O}$ , в то время как для антипараллельного ( $\uparrow\downarrow$ ) спаривания с дыркой  $1p1/2$  надо было добавить еще  $0,5$  МэВ, поскольку уровень  $4^-$  из дублета  $5^-/4^-$  от ( $\uparrow\downarrow$ )-спаривания был уже идентифицирован при  $E^* = 9,42$  МэВ. Такая же энергия получается и в случае компоненты с  $7/2^+$  и ( $\uparrow\uparrow$ )-спариванием (также  $J^\pi = 4^-$ ). Поэтому можно предположить, что пик при  $E^* = 9,42$  МэВ содержит обе конфигурации. Дублету  $3^-/2^-$ , который получается в соответствии с уровнем  $5/2^+$  в ядре  $^{19}\text{O}$  при  $3,15$  МэВ, можно приписать энергии  $E^* = 9,98$  и  $10,39$  МэВ в  $^{16}\text{C}$ . Уровень при  $E^* = 9,98$  МэВ имеет относительно большую интенсивность, что, возможно, свидетельствует о его преимущественно  $(1d5/2)_{5/2^+}^3$ -частичном характере и о том, что все нейтроны передаются на орбиту с  $l = 2$ .

Выше уже говорилось о возможной интерпретации состояния при  $10,39$  МэВ как результате ( $\uparrow\downarrow$ )-спаривания (по сравнению с состоянием  $9,98$  МэВ). Состояние  $1^-$  при  $11,08$  МэВ отличается малым сечением вследствие более низкого спина и ( $\uparrow\downarrow$ )-спаривания.

Таким образом, наличие дырки  $\nu(1p1/2)^{-1}$  в  $^{13}\text{C}$  и нейтронной  $\nu(sd)^3$ -конфигурации в  $^{19}\text{O}$  можно приписать спином и четностям состояний ядра  $^{16}\text{C}$  в области энергий возбуждения  $\sim 7,5\text{--}10,5$  МэВ; они указаны в табл. 5.30 и на рис. 5.87.

Можно также рассмотреть соответствие между уровнями ядер  $^{16}\text{C}$  и  $^{18}\text{O}$ , поскольку они отличаются всего на два протона. Нейтронные возбуждения в них должны быть одинаковыми. Действительно, уровни ядра  $^{18}\text{O}$  при  $3,55$  МэВ ( $4^+$ ),  $8,13$  МэВ ( $5^-$ ),  $8,52$  МэВ ( $4^-$ ) и  $12,33$  МэВ ( $5^-$ ) [59] все в пределах  $0,6\text{--}0,9$  МэВ соответствуют состояниям ядра  $^{16}\text{C}$  с энергиями соответственно  $4,14$ ,  $8,92$ ,  $9,42$  и  $13,12$  МэВ. Поэтому этим состояниям можно приписать значения спина и четности такие же, как для уровней ядра  $^{18}\text{O}$ , что оказывается в согласии с выводами QRPA и FRESKO расчетов [28].

Присвоение спина и четности уровням основывается также на наблюдаемых интенсивностях уровней в спектрах. Большие сечения свидетельствовали о заселении конфигураций  $(1d5/2)^3$  или хотя бы  $(1d5/2)^2(2s1/2)^1$ . Из спектров видно, что заселение с параллельным спариванием намного более вероятно из-за динамики реакции: например, для дублета  $8,92(5^-)/9,42(4^-)$  в  $^{16}\text{C}$  соотношение интенсивностей равно  $3,6:1$ .

В принципе, при более высоких энергиях возбуждения в  $^{16}\text{C}$  возможно проявление состояний типа  $(3p-1h)$  с одной дыркой на  $1p3/2$ -орбите,  $(4p-2h)$ -состояния с двумя дырками на  $1p1/2$ -орбите, а также возможно увеличение вероятности появления частичных конфигураций с  $1d3/2$ -

и  $1f7/2$ -орбитами, а также проявление протонных возбуждений на  $sd$ -оболочке и даже  $\alpha$ -кластерных структур (порог испускания  $\alpha$ -частицы находится при  $E^* = 13,807$  МэВ). В некоторых случаях для заселения этих уровней требуются процессы второго порядка, что значительно уменьшает их сечения.

**5.7.5. Ядро  $^{17}\text{C}$ .** Изотоп  $^{17}\text{C}$  является слабосвязанным. По отношению к распаду на  $^{16}\text{C} + n$  значение  $S_n = 0,727(18)$  МэВ [11].  $^{17}\text{C}$  можно рассматривать в качестве кандидата на ядро с гало с одним нейтроном из-за относительно малой энергии связи нейтрона.

Информацию о существовании гало в  $^{17}\text{C}$  могут дать экспериментальные данные о размере ядра.

Измеренные среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов и ядерного вещества в  $^{17}\text{C}$  оказались равными  $R_{\text{rms}}^n = (3,29 \pm 0,17)$  фм и  $R_{\text{rms}}^m = (3,04 \pm 0,11)$  фм соответственно [46]. Экспериментальное значение  $R_{\text{rms}}^m$  [46] находится в согласии с результатами расчетов [44, 47, 61]. Однако в [496] значение радиуса ядерного вещества для  $^{17}\text{C}$  оказалось несколько ниже  $((2,72 \pm 0,03)$  фм), и это значение мало отличается от величины радиуса для  $^{16}\text{C}$ . Близкое значение (2,78 фм) было получено в расчете, выполненном в рамках релятивистской теории среднего поля в работе [43], в которой предсказывался параметр деформации для нейтронов в  $^{17}\text{C}$   $\beta_n \approx 0,3$ , такой же, как для соседних ядер  $^{16}\text{C}$  и  $^{18}\text{C}$ . Это предсказание оказалось немного ниже по сравнению с экспериментальным значением  $\beta_2 \approx 0,5$ , полученным в неупругом рассеянии [62].

В работе [61] для  $^{17}\text{C}$  предсказывается его вытянутая форма. На основании измеренного сечения срыва нейтронов,  $\sigma_{-xn}$ , авторы работы [52] получили различие в распределениях плотностей протонов и нейтронов и обнаружили увеличение толщины нейтронной «шубы» с ростом нейтронного избытка в изотопах углерода, в том числе и для  $^{17}\text{C}$ .

В работе [18a] был проведен анализ значений фактора различия  $d$  экспериментальных и расчетных сечений реакции для изотопов  $^{12-16}\text{C}$  [18a, 49] и для  $^{17,18}\text{C}$  [45, 50]. Это сравнение (см. рис. 5.81) показало, что фактор различия  $d$  для  $^{17}\text{C}$  выше, чем для соседних изотопов, и составляет более 30%. На основании этого авторы сделали вывод, что  $^{17}\text{C}$  обладает необычной структурой.

К выводу о возможном существовании в  $^{17}\text{C}$  гало из одного нейтрона пришли авторы работы [63] на основании расчета поверхности потенциальной энергии ядра для всех его возможных (кластер + кор)-конфигураций. Гало приписывалось ядрам, у которых кор имеет число нейтронов  $N = 2Z$  или  $N = 2Z \pm 2$ . Для изотопа  $^{17}\text{C}$  показано, что конфигурация, для которой имеет место минимум потенциальной энергии (т. е. большая вероятность), соответствует случаю  $(1n + \text{кор})$ . Ядро-кор ( $^{16}\text{C}$ ) имеет число нейтронов  $N = 2Z - 2$ , аналогично ядру-кору  $^{11}\text{Be}$ , известному как ядро с однеитронным гало. Таким образом, в работе [63] был сделан вывод о наличии гало в ядре  $^{17}\text{C}$ .

Вывод о существовании гало можно сделать из анализа распределения продольного импульса фрагментов развала. Такой анализ результатов экспериментов в рамках оболочечной модели был сделан в работах [12, 14, 64], где были измерены распределения продольного импульса фрагмента  $^{16}\text{C}$ , образующегося после развала ядер пучка  $^{17}\text{C}$ . На основании этого анализа был сделан вывод, что в основном состоянии присутствуют как  $s$ -, так и  $d$ -одночастичные компоненты, и лучшее согласие с экспериментом получается при  $J^\pi = 3/2^+$ . Это значение спина и четности является результатом спаривания нейтронов с  $s$ - и  $d$ -орбит с первым возбужденным  $2^+$ -состоянием  $^{16}\text{C}$ :  $0,16(2^+ \otimes 2s1/2) + 1,58(2^+ \otimes 1d5/2)$ , т.е. вклад  $d$ -орбиты оказывается гораздо больше. Даже если данные хорошо воспроизводятся в предположении о существовании почти «чистого»  $d$ -волнового нейтрона, то учет первого возбужденного  $2^+$ -состояния ядра-кора  $^{16}\text{C}$  приводит к лучшему согласию с экспериментом. Таким образом были определены квантовые характеристики основного состояния  $^{17}\text{C}$ , которые согласуются с результатами большинства работ, приписывающих основному состоянию  $^{17}\text{C}$  спин и четность  $J^\pi = 3/2^+$ . Несмотря на то, что энергия связи валентного нейтрона в  $^{17}\text{C}$  относительно мала, структура основного состояния  $^{17}\text{C}$ , соответствующая валентному нейтрону с угловым моментом  $l = 2$ , исключает возможность формирования галообразной структуры в этом ядре. Этот вывод подтверждается и в других работах [19, 43, 51, 64–66].

Четыре различные конфигурации,  $^{16}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$ ,  $^{16}\text{C}(0^+) \otimes 1d5/2$ ,  $^{16}\text{C}(2^+) \otimes 2s1/2$  и  $^{16}\text{C}(2^+) \otimes 1d5/2$ , для основного состояния  $^{17}\text{C}$  были рассмотрены в работе [51], в которой рассчитывалось распределение продольного импульса фрагментов в результате кулоновского развала ядра  $^{17}\text{C}$ . Для конфигураций, в которых нейтрон находится в  $s$ -состоянии, расчет дал узкие ширины (51–82 МэВ/с) для импульсного распределения фрагментов, что означает наличие гало. В то же время конфигурации, в которых нейтрон находится в  $d$ -состоянии, привели к большим ширинам: 114–185 МэВ/с, что неплохо согласуется с экспериментально измеренными распределениями продольного импульса на легкой мишени (FWHM = 111–145 МэВ/с). Поскольку распределение продольного импульса не зависит от механизма реакции [67], в работе [51] был сделан вывод о том, что основное состояние  $^{17}\text{C}$  соответствует  $d$ -волновой конфигурации и наличие нейтронного гало в  $^{17}\text{C}$ , скорее всего, исключается. Здесь необходимо отметить, что из сравнения энергии отделения валентного нейтрона в  $^{15}\text{C}$  и  $^{17}\text{C}$  (1,2181 и 0,729 МэВ соответственно) следует, что лишь совместный анализ энергии отделения валентного нейтрона и конфигурации этого нейтрона по отношению к кору позволит судить о наличии гало в ядре.

Таким образом, из вышесказанного следует, что вопрос о наличии гало в ядре  $^{17}\text{C}$  все еще остается открытым.

Информация о структуре сильно нейтронно-избыточного ядра  $^{17}\text{C}$  подробно рассмотрена в обзоре [10]. Однако в последнее время появилось довольно много новых данных об этом ядре, которые мы приведем ниже.

Избыток массы ядра  $^{17}\text{C}$  измерялся в работах [68–70].  $^{17}\text{C}$  является слабосвязанным, и принято, что по отношению к распаду на  $^{16}\text{C} + n$  значение  $S_n = 0,727(18)$  МэВ [11]. Мало что было известно об уровнях этого изотопа. В ранних работах [68, 70] в реакции  $^{48}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{C})^{49}\text{Ti}$  было обнаружено лишь одно возбужденное состояние при энергии  $(295 \pm 10)$  кэВ. В принципе, в этой реакции возможно наблюдение только связанных уровней (с  $E^*$  ниже  $S_n$ ). Однако в эксперименте с применением on-line  $\gamma$ -спектроскопии  $^{17}\text{C}$  были обнаружены две  $\gamma$ -линии при  $E^* = 0,207$  и  $0,329$  МэВ [71]. В работе [62] в реакции  $^{17}\text{C}(p, p'\gamma)$  в обратной кинематике было также зарегистрировано два перехода с энергиями 210(4) и 331(6) кэВ, идущих, как показал анализ  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений, в основное состояние  $^{17}\text{C}$  с двух разных возбужденных состояний. Переход с состояния 331 кэВ оказался интенсивнее, что позволило приписать этому состоянию спин и четность  $5/2^+$ . В соответствии с интенсивностями переходов (слабое заселение этого уровня в реакции  $^{17}\text{C}(p, p')$ ) для спина и четности состояния 210(4) кэВ было определено значение  $1/2^+$ .  $\gamma$ -спектр для этой реакции показан на рис. 5.88, а на рис. 5.89 представлена схема уровней  $^{17}\text{C}$  вместе с расчетами в разных теоретических подходах [62].

В работе [72] были измерены распределения поперечного импульса фрагментов  $^{17}\text{C}$  после отделения одного нейтрона,  $^{18}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{C} + n$ , и их парциальные сечения с использованием совпадения с  $\gamma$ -лучами. Сравнение с теорети-

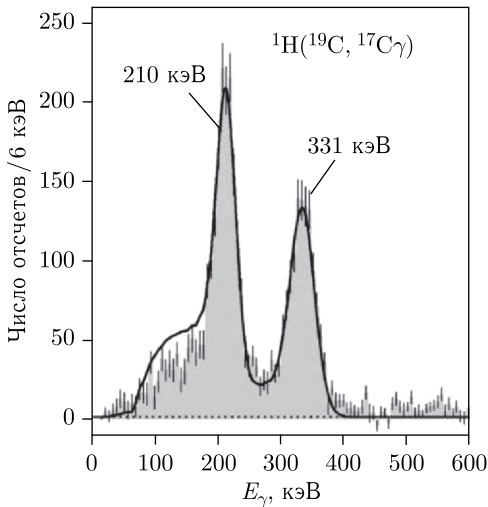


Рис. 5.88.  $\gamma$ -спектр из реакции  $^1\text{H}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{C})$  [62]

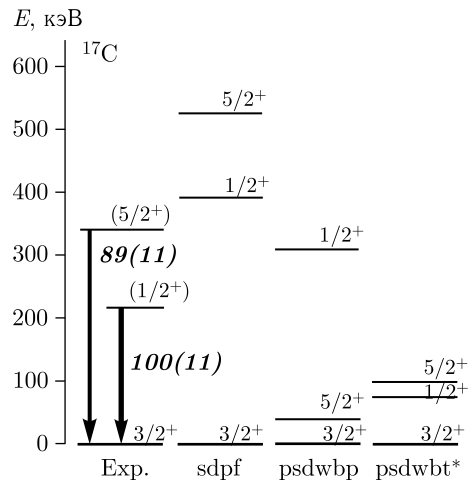


Рис. 5.89. Экспериментальная схема уровней ядра  $^{17}\text{C}$  вместе с теоретическими предсказаниями sdpf, psdwbp и psdwbt\* [62]

ческими расчетами еще раз подтвердило, что уровню 0,21 МэВ соответствует спин и четность  $J^\pi = 1/2^+$ , в то время как состоянию 0,33 МэВ —  $J^\pi = 5/2^+$ .

На основе расчетов по оболочечной модели (например, [73]) в ядре  $^{17}\text{C}$  по сравнению с соседними изотопами  $^{15}\text{C}$  и  $^{17,19}\text{O}$  [68] можно ожидать триплет близко расположенных низколежащих ( $E^* < 370$  кэВ) состояний с  $J^\pi = 1/2^+$ ,  $3/2^+$  и  $5/2^+$ . Однако приписать одно из них основному состоянию оказалось сложной задачей. Из анализа последних данных сделано предположение, что более вероятными являются два значения:  $J^\pi = 1/2^+$  или  $3/2^+$ .

В работе [75] для основного состояния было получено  $J^\pi = 1/2^+$ . Однако позже это значение было исключено на основании измеренного  $g$ -фактора [76], который оказался почти в 6 раз меньше, чем следовало из расчетов [76] и систематик [77], а также в результате анализа импульсного распределения ядра-кора  $^{16}\text{C}$  после выбивания одного нейтрона из  $^{17}\text{C}$  [13, 19, 21]. Таким образом, значение  $J^\pi = 3/2^+$  для основного состояния оказалось наиболее вероятным. Это было подтверждено рядом расчетов: в модельном пространстве пересекающихся оболочек [78], в рамках релятивистской теории среднего поля [43] и в расчетах с использованием антисимметризованной молекулярной динамики [79, 80].

Приписать  $J^\pi = 3/2^+$  основному состоянию  $^{17}\text{C}$  можно на основании результатов измерения  $\beta$ -запаздывающего нейтронного распада [81, 82]. Значение  $J^\pi = 3/2^+$  следует также из ряда работ по изучению реакций, в которых один нейтрон выбивался из ядра  $^{17}\text{C}$  [12–14, 19, 20, 83]. Конфигурация основного состояния прежде всего определяется ( $sd$ )-валентным нейтроном, спаренным с  $2_1^+$ -состоянием ядра-кора  $^{16}\text{C}$ , т. е. спин  $1/2$  исключается. В связи с этим надо отметить работы [19, 20, 83], подтверждающие этот вывод посредством регистрации  $\gamma$ -переходов из распада уровней в остаточном ядре  $^{16}\text{C}$ .

Так, в работах [19, 83] измерялся спектр  $\gamma$ -лучей (рис. 5.90), испущенных при девозбуждении ядер-фрагментов  $^{16}\text{C}$ , образованных в реакции выбивания одного нейтрона из  $^{17}\text{C}$ . Это позволило разделить вклад в заселении отдельных возбужденных состояний  $^{16}\text{C}$  и извлечь импульсные распределения, соответствующие этим возбужденным состояниям. Было показано, что распределение продольного импульса состоит из трех компонент, соответствующих заселению разных уровней в ядре  $^{16}\text{C}$  — основного состояния, состояния  $2^+$  и группы уровней при  $\sim 4,1$  МэВ. Сама ширина распределения продольного импульса ядра-кора  $^{16}\text{C}$  неплохо согласовывалась с данными других экспериментов [12–15, 64], дающих значения ширины распределения импульса в пределах 111–145 МэВ/с. Из рис. 5.90 видно, что форма распределений для трех разных уровней очень близка и во всех случаях преобладает  $l = 2$  компонента — для группы уровней  $\sim 4,1$  МэВ она составляет  $(92 \pm 8)\%$ , для  $2^+$ -уровня —  $(74 \pm 10)\%$ , а для основного состояния — практически 100%. Отсутствие  $l = 0$  при заселении в реакции основного состояния  $^{16}\text{C}$  позволило сделать вывод, что спин и четность основного состояния  $^{17}\text{C}$  соответствуют  $J^\pi = 3/2^+$ . Полученные значения спектроскопических факторов

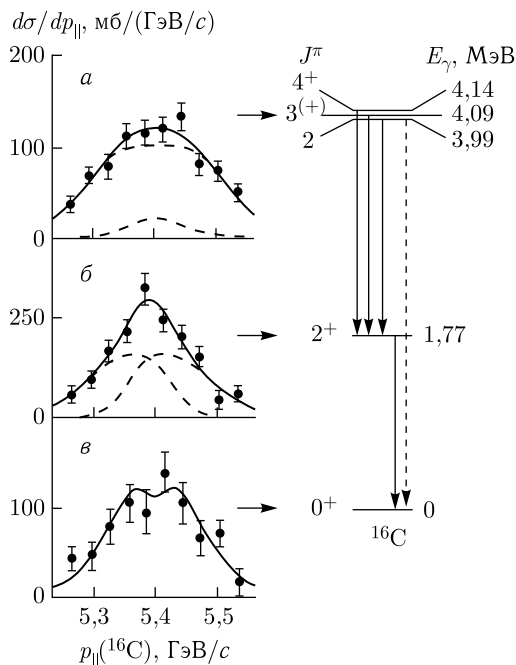


Рис. 5.90. Парциальные распределения продольного импульса, соответствующие состояниям  $^{16}\text{C}$ , указанным в схеме. Сплошные линии — расчеты с вкладом от  $s$ - и  $d$ -волн: а) 8%  $s$  и 92%  $d$ ; б) 26%  $s$  и 74%  $d$ ; в) только  $d$ -волна [19]

также подтвердили эти выводы. В дополнение к результатам работы [19] в эксперименте на мишени из  $^{197}\text{Au}$  [83], в котором изучалось соотношение вкладов от кулоновского и ядерного развалов (последний преобладал, как в случае развала стабильных ядер), был сделан вывод о том, что ядро  $^{17}\text{C}$  не может иметь галообразную структуру.

В работе [13а] для основного состояния  $^{17}\text{C}$  было определено значение  $J^\pi = 3/2^+$  в результате сравнения с расчетами по глауберовской модели измеренного распределения продольного импульса ядер-коров после развала  $^{17}\text{C}$ . На основании этого был сделан вывод о том, что конфигурацией основного состояния является в основном валентный нейтрон на орбите  $1d5/2$ , связанный с ядром-кором  $^{16}\text{C}$  в состоянии  $2_1^+$ .

Значение  $J^\pi = 3/2^+$  для основного состояния  $^{17}\text{C}$  было получено также в расчетах с использованием антисимметризованной молекулярной динамики [80]. Рассчитанный дипольный магнитный момент ( $-1,05\mu_N$ ) сильно отличался от значения Шмидта ( $+1,15\mu_N$ ) для нейтрона на  $d3/2$ -орбите. Это объяснялось тем, что основная компонента, определяющая спин и четность  $J^\pi = 3/2^+$ , — это  $d5/2$ -состояние валентного нейтрона, связанное с орбитальным угловым моментом четных протонов,  $L_p = 2$ , и оставшихся четных нейтронов,  $L_n = 2$ . В таком случае предсказанное значение необходимо сравнивать со значением Шмидта  $-1,91\mu_N$  для нейтрона на  $d5/2$ -орбите.



В отличие от этих результатов в работе [15], где было измерено сечение срыва одного нейтрона  $\sigma_{-1n} = (129 \pm 22)$  мб (это значение можно сравнить с результатами двух других работ:  $\sigma_{-1n} = (115 \pm 14)$  мб [19] и  $(84 \pm 9)$  мб [13а]), теоретический анализ данных, основанный на теории Хартри–Фока и включающий динамическую поляризацию кора, позволил приписать основному состоянию  $^{17}\text{C}$  значение  $J^\pi = 5/2^+$ . При этом конфигурации  $^{16}\text{C}(0^+, \text{g.s.}) \otimes 1d5/2$  соответствовал спектроскопический фактор 0,61. Остальные 39% объяснялись смешиванием конфигураций, а именно спариванием одночастичных состояний  $d5/2$ ,  $s1/2$  и  $d3/2$  с первым  $2^+$  возбужденным (1,76 МэВ) состоянием в ядре-коре  $^{16}\text{C}$  с вкладом 0,25, 0,10 и 0,04 соответственно.

В работе [21] для описания свойств ядра  $^{17}\text{C}$  использовался метод, в котором одночастичные состояния спаривались с основным или первым низколежащим возбужденным уровнем  $2^+$  (1,766 МэВ) ядра-кора  $^{16}\text{C}$ . В этой работе предсказаны три низколежащих уровня с  $J^\pi = 1/2^+$ ,  $3/2^+$  и  $5/2^+$  и сделан анализ основного состояния этого ядра (брались разные комбинации  $[J_{\text{core}} \otimes j_n]$  при параметрах  $\beta = 0,00$ ,  $0,20$  и  $0,55$ ). Значение  $J^\pi = 1/2^+$ , даже в предположении о том, что нейтронно-избыточный изотоп  $^{16}\text{C}$  деформирован, не привело к согласию с экспериментальными данными. Значение  $J^\pi = 5/2^+$  дало неплохое согласие с экспериментом в предположении, что  $\beta = 0,55$ . Между тем значение  $J^\pi = 3/2^+$  (которое было получено во многих работах) для согласования данных предполагает  $\beta = 0,20$ . Таким образом, в результате этих расчетов и сравнения с экспериментально полученным распределением продольного импульса  $^{16}\text{C}$  можно сделать вывод лишь о том, что  $J^\pi = 1/2^+$  не соответствует основному состоянию  $^{17}\text{C}$ .

Итак, анализируя сложную ситуацию по определению структуры ядра  $^{17}\text{C}$ , можно прийти к заключению, что спин и четность основного состояния  $^{17}\text{C}$  имеют значение  $J^\pi = 3/2^+$ .

Возбужденному состоянию 0,295 МэВ были приписаны спин и четность  $J^\pi = 5/2^+$ . Было предположено существование еще двух возбужденных состояний: при  $\sim 70$  кэВ ( $J^\pi = 5/2^+$  или  $3/2^+$ ) и при 338 или 371 кэВ ( $J^\pi = 1/2^+$  и  $5/2^+$ ) [73], а также  $5/2^+$ -состояния при 70 кэВ (основное состояние соответствует  $J^\pi = 1/2^+$ ) [75].

Впервые состояния в  $^{17}\text{C}$  над порогом развала  $^{17}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{C} + n$  были обнаружены в экспериментах с использованием пучка радиоактивных ядер при изучении  $\beta$ -запаздывающего нейтронного распада  $^{17}\text{B}$ . Из значений энергии нейтронов, определенных по времени пролета, были извлечены значения энергии этих состояний: 2,25(2), 2,64(2) и 3,82(5) МэВ, а также 1,18(1) МэВ [84]. Для основного состояния  $^{17}\text{B}$  были определены спин и четность  $J^\pi = 3/2^-$ . Следовательно, в предположении о разрешенных переходах (при разрешенном  $\beta$ -распаде правила отбора позволяют лишь  $\Delta J = 0, \pm 1$ ) наблюдаемым состояниям  $^{17}\text{C}$  можно было приписать лишь значения  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ .

В этом эксперименте авторы не смогли наблюдать уровни с положительной четностью, но они не исключали возможность их существования.

В связи с этим интерес представляет работа [85], где для неупругого рассеяния на протоне в обратной кинематике методом инвариантной массы был реконструирован энергетический спектр ядра  $^{17}\text{C}$ , в котором проявилось три пика, соответствующих энергиям возбуждения 2,20(3), 3,05(3) и 6,13(9) МэВ. Энергии этих состояний хорошо совпадают с ранее обнаруженными в реакции трехнейтронной передачи [34].

Для поиска более высоковозбужденных состояний в  $^{17}\text{C}$  использовались реакции срыва трех нейтронов. Так, в работе [33] это ядро изучалось в реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$  ( $Q_{\text{gg}} = -46,93$  МэВ). Измерения проводились на магнитном спектрометре при энергии пучка 231,3 МэВ с разрешением 0,25 МэВ. Вклад в спектр от примеси  $^{16}\text{O}$  был пренебрежимо мал. Поэтому учитывался только фон от тяжелых примесей и от примеси  $^{12}\text{C}$  в мишени.

На рис. 5.91 показан спектр энергий возбуждения  $^{17}\text{C}$ , измеренный в реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$ , после вычета фона от примеси  $^{12}\text{C}$  и фона от более тяжелых примесей. Видно, что при значениях энергии  $E^* > 10$  МэВ присутствует широкое трехчастичное распределение, возникающее в результате распада образованного на первой стадии взаимодействия ядра  $^{10}\text{C}^*$ . Это распределение рассчитывалось для реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C} + n)^{16}\text{C}^*$ , где ядро

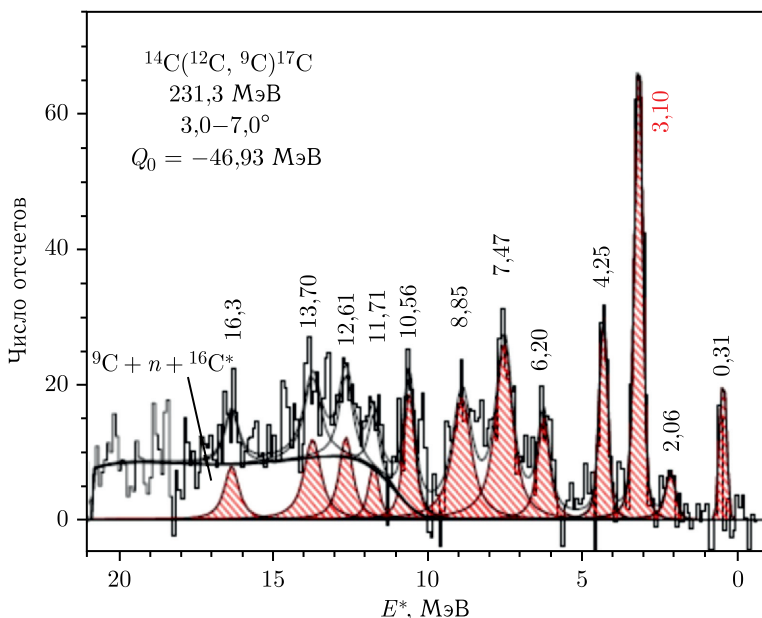


Рис. 5.91. Спектр реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$  после вычета вкладов всех фоновых процессов [33]. Широкое распределение слева соответствует трехчастичному выходному каналу  $^9\text{C} + n + ^{16}\text{C}^*$ . Красным цветом обозначены уровни  $^{17}\text{C}$

отдачи  $^{16}\text{C}$  образовывалось в возбужденном  $4^+$ -состоянии при  $E^* = 4,14$  МэВ, которое заселяется с наибольшей вероятностью.

Пик в спектре, соответствующий уровню  $^{15}\text{C}$  при  $E^* = 6,84$  МэВ, отстоит всего на 200 кэВ от ожидаемого положения основного состояния  $^{17}\text{C}$ . Его в спектре не видно (там действительно наблюдаются несколько событий, но они отличаются статистической недостоверностью (сечение  $\leq 10(5)$  нб/ср)). Лучшее описание измеренного спектра  $^9\text{C}$  было получено, когда к интенсивному пику  $^{15}\text{C}$  при 6,84 МэВ был добавлен пик с энергией 0,31 МэВ (в шкале  $^{17}\text{C}$ ), которая хорошо согласовывалась с энергией известного возбужденного состояния ядра  $^{17}\text{C}$  [68, 70]. Как видно из рис. 5.91, с большой вероятностью в  $^{17}\text{C}$  заселяется состояние при  $E^* = 3,10$  МэВ (сечение 300(20) нб/ср).

В результате детального анализа спектра было выявлено 11 ранее неизвестных возбужденных состояний ядра  $^{17}\text{C}$ , расположенных в диапазоне  $E^* = 2,06\text{--}16,3$  МэВ. Все они находятся выше порога испускания одного нейтрона ( $S_n = 0,727(18)$  МэВ).

В табл. 5.31 и 5.32 представлены полученные в эксперименте [34] результаты измерения энергий и ширин уровней ядра  $^{17}\text{C}$ . Здесь же приведены данные для реакции  $^{48}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{C})^{49}\text{Ti}$  [68, 70], результаты  $\gamma$ -спектроскопии в совпадении с ядрами пучка  $^{17}\text{C}$  [71, 62], изучения  $\beta$ -запаздывающего нейтронного распада  $^{17}\text{B}$  [84], а также из реакции  $^{17}\text{C}(p, p')$  [85]. В последней колонке табл. 5.31 показаны результаты расчетов в рамках оболочечной, многочастичной и микроскопической кластерной моделей.

Необходимо отметить, что при данном анализе спектра  $^{17}\text{C}$  статистическая достоверность пиков при 0,31, 2,06, 8,85, 11,71, 12,61, 13,7 и 16,3 МэВ больше 3, в то время как для пиков при 3,10, 4,25, 6,20, 7,47 и 10,56 МэВ она превышает 12.

При анализе структуры  $^{17}\text{C}$  необходимо помнить, что три нейтрона находятся вне замкнутой  $N = 8$  оболочки. При этом нужно учитывать динамику реакций, в которых изучается структура  $^{17}\text{C}$ . Так, для реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$  передача на орбиту  $l = 0$  подавлена, в то время как передача на орбиту  $l = 2$  наиболее благоприятна.

В реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$  процесс начинается с ядра  $^{14}\text{C}$ , у которого имеется замкнутая нейтронная  $1p$ -оболочка [38]. При прямой передаче трех нейтронов последние садятся на последующие открытые нейтронные орбиты  $2s_{1/2}$  и  $1d_{5/2}$ . Поэтому можно ожидать, что основное состояние и большинство низколежащих уровней  $^{17}\text{C}$  имеют  $(2s1d)^3$ -конфигурации, в которых три нейтрона с  $sd$ -оболочки спарены с  $^{14}\text{C}$ -кором. Из рис. 5.91 видно, что основное состояние практически не заселяется в изучаемой реакции. В то же время хорошо виден известный из других работ первый возбужденный уровень при  $\sim 0,30$  МэВ. Этот факт свидетельствует о том, что происходит сильное заселение  $1d_{5/2}$ -орбиты и приписанное ему в [19, 73] значение  $J^\pi = 5/2^+$  вполне вероятно. Впоследствии это было подтверждено [72] при сравнении с расчетными парциальными распределениями поперечного импульса фраг-

Таблица 5.31. Энергии возбужденных состояний ядра  $^{17}\text{C}$  с  $E^* < 6,2$  МэВ и их ширины из реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$  при энергии пучка 231,3 МэВ и  $\theta_{\text{лаб}} = 3-7^\circ$  [33, 34] в сравнении с экспериментальными значениями  $E^*$  из работ [68, 70, 84, 71, 62, 85]. Приведены также расчеты из [22, 71, 73, 75, 76, 85]

$^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$ [33, 34]	$(^{18}\text{O}, ^{17}\text{C})$ [68, 70]	$^{17}\text{B}(\beta)$ [84]	$^{17}\text{C}-\gamma$ [71]	$^{17}\text{C}-\gamma$ [62]	$^{17}\text{C}(p, p')$ [85]	Расчет
0,31(4)	0,295(10)		0,207(15)	0,210(4)		0,032 [71] 0,07–0,09 [73, 75, 76]
			0,329(5)	0,331(6)		0,270–0,295 [71, 76] 0,330–0,370 [73] 0,420 [76] 1,03 [22] 1,72 [85] 2,00 [22] 2,33 [85]
2,06 ( $\Gamma = 0,25(10)$ )		1,18(1)				
		2,25(2) 2,64(2)			2,20(3)	
3,10(2) ( $\Gamma = 0,10(5)$ )					3,05(3)	3,01, 3,08 [85] 3,6 [22]
4,25(2) ( $\Gamma = 0,14(8)$ )		3,82(5)				
6,20(3) ( $\Gamma = 0,35(15)$ )					6,13(9)	

Таблица 5.32. Энергии возбужденных состояний ядра  $^{17}\text{C}$  с  $E^* > 5$  МэВ из реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{17}\text{C}$ , их ширины (МэВ) и сечения (нб/ср) в угловом диапазоне  $\theta_{\text{лаб}} = 3-7^\circ$  [33, 34]

$E^*$	6,20(3)	7,47(3)	8,85(5)	10,56(3)	11,71(5)	12,61(3)	13,70(5)	16,3(1)
$\Gamma$	0,35(15)	0,58(10)	0,66(20)	0,30(10)	0,30(15)	0,45(20)	0,6(2)	0,5(2)
$d\sigma/d\Omega$	110(15)	293(30)	220(30)	130(15)	72(15)	110(15)	160(20)	73(20)

ментов  $^{17}\text{C}$  после отделения одного нейтрона из  $^{18}\text{C}$ . Хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными позволяет утверждать, что спин и четность  $J^\pi = 1/2^+$  соответствует состоянию 0,21 МэВ, а  $J^\pi = 5/2^+$  — состоянию 0,33 МэВ (см. рис. 5.89).

Из данных табл. 5.31 следует, что имеется неопределенность в соответствии энергии в диапазоне  $\sim 290-330$  кэВ одному и тому же состоянию. Это относится и к состояниям с энергией 2,06, 2,20 и 2,25 МэВ.

Более высоколежащие уровни в ядре  $^{17}\text{C}$  в этом случае строятся на нейтронных частично-дырочных возбуждениях  $^{14}\text{C}$ , которые существуют при

$E^* > 6$  МэВ. Возбуждение протонов может дать вклад для заселения состояний с  $E^* > 7$  МэВ, так как первое  $2^+$ -состояние  $^{14}\text{C}$ , имеющее в основном протонную конфигурацию, находится при энергии 7,01 МэВ.

Наиболее интенсивный пик находится при  $E^* = 3,10$  МэВ. Используя те же предположения, что и в случае  $^{16}\text{C}$ , можно прийти к заключению, что соответствующий уровень имеет вытянутую трехнейтронную конфигурацию  $(1d5/2)^3$  и по этой причине ему можно присвоить спин и четность  $J^\pi = 9/2^+$ .

В работе [34] на базе расчетов в рамках оболочечной модели для спина и четности состояний 2,06 и 6,20 МэВ были получены значения  $J^\pi = 3/2^+$  или  $7/2^+$  и  $J^\pi = 5/2^+$  соответственно. В работе [85] были получены энергии возбуждения состояний, равные 2,20(3) и 6,13(9) МэВ, а их спин и четность  $7/2^+$  и  $5/2^+$  соответственно. В [85] также были проведены расчеты в рамках оболочечной модели и предсказаны 4 уровня:  $5/2_2^+$  (1,72 МэВ),  $7/2_1^+$  (2,33 МэВ),  $9/2_1^+$  (3,01 МэВ) и  $3/2_2^+$  (3,08 МэВ), расположенные над порогом распада и ниже 3,5 МэВ. Таким образом, если есть соответствие между уровнями 2,06, 2,20 и 2,33 МэВ, то можно принять значение  $7/2^+$ .  $J^\pi = 9/2^+$ , по всей видимости, соответствует состоянию с  $E^* = 3,10$  МэВ. Угловые распределения для 2,20 и 3,05 МэВ сравнивались с DWBA-расчетами в предположении разных значений для спина основного состояния  $^{17}\text{C}$ . В результате этих расчетов основному состоянию  $^{17}\text{C}$  было приписано значение  $J^\pi = 3/2^+$  [13, 19, 20].

Более высокие уровни ядра  $^{17}\text{C}$  до  $E^* \approx 12$  МэВ скорее всего также имеют  $(sd)^3$ -конфигурацию. Этот вывод можно сделать при сравнении спектров энергий возбуждения  $^{17}\text{C}$  и  $^{16}\text{C}$ , если их построить, как показано на рис. 5.92, относительно самых интенсивных уровней, а именно 3,10 МэВ ( $J^\pi = 9/2^+$ ,  $3p-0h$ ) и 8,92 МэВ ( $J^\pi = 5^-$ ,  $3p-1h$ ) соответственно. Из рисунка видно, что если схема уровней  $^{17}\text{C}$  сдвинута на 5,82 МэВ, то обнаруживается соответствие для многих пар уровней. Разница остается практически постоянной в пределах  $\pm 0,15$  МэВ на протяжении значительной области энергии возбуждения (почти 11 МэВ). Это означает, что значения энергии связи для соответствующих пар состояний должны быть одинаковыми. Более того, мож-

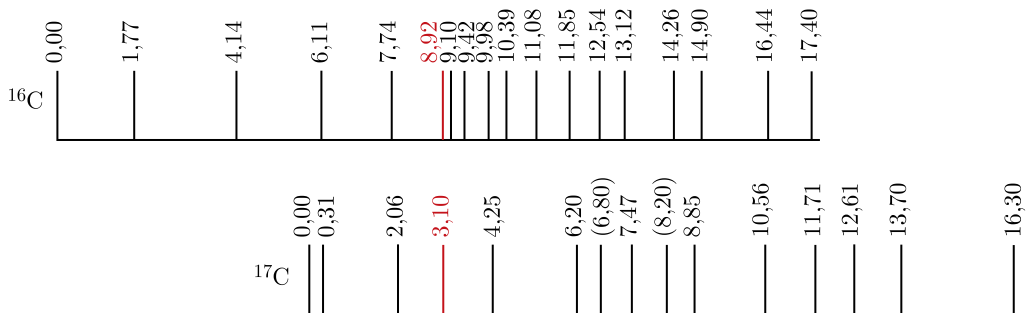


Рис. 5.92. Схемы уровней  $^{16}\text{C}$  и  $^{17}\text{C}$  в МэВ, построенные по наиболее интенсивным линиям 8,92 и 3,10 МэВ

но сделать вывод, что это согласие следует из одинаковой  $(2s1d)^3$ -структуры каждой пары состояний, когда влияние ядер-коров ( $^{13}\text{C}(\text{g. s.})$  и  $^{14}\text{C}(\text{g. s.})$ ) минимально, за исключением разности в 5,82 МэВ, вносимой  $1p_{1/2}$ -нейтронной дыркой ядра-кора  $^{13}\text{C}(\text{g. s.})$ .

В заключение можно сказать, что при выборе соответствующих мишеней и использовании реакции срыва трех нейтронов в тяжелых изотопах  $^{15}\text{C}$ ,  $^{16}\text{C}$  и  $^{17}\text{C}$  был обнаружен ряд новых состояний и их схемы уровней расширены до высоких энергий возбуждения. Был также установлен их частично-дырочный характер, и предложены значения спина и четности для многих из них. Полученные экспериментальные результаты представляют значительный интерес для изучения нейтронно-избыточных ядер в области перехода от  $1p$ - на  $sd$ -оболочку.

**5.7.6. Ядро  $^{18}\text{C}$ .** Стабильность ядра  $^{18}\text{C}$  по отношению к испусканию нуклонов рассчитывалась в разных теоретических моделях (см., например, [86]). В расчетах, а также в экспериментах было показано, что ядро  $^{18}\text{C}$  является нуклонно-стабильными по отношению к эмиссии одного нейтрона ( $S_n = 4,188$  МэВ) и к эмиссии двух нейтронов ( $S_{2n} = 4,910$  МэВ).

Расчеты в рамках оболочечной модели [71, 74] показали, что в ядре  $^{18}\text{C}$  имеется три связанных состояния: два  $2^+$ -состояния при энергии 2114 ( $2^+$ ) кэВ (в QRPA-расчетах для  $^{18}\text{C}$  [83] также было получено  $E^*(2^+) = 2,16$  МэВ) и 3638 ( $2^+$ ) кэВ и состояние  $0^+$  при энергии 3987 ( $0^+$ ) кэВ. В QRPA-расчетах для  $^{18}\text{C}$  [83] было также получено  $E^*(2^+) = 2,16$  МэВ и 3638 ( $2^+$ ) кэВ. Два других состояния ожидалось вблизи 4,9 МэВ: 4864 ( $4^+$ ), 4915 ( $3^+$ ). Состояние, предсказанное с энергией около 2,1 МэВ, скорее всего можно отнести к обнаруженному в эксперименте [70] первому возбужденному  $2^+$ -состоянию с  $E^* = (1,62 \pm 0,02)$  МэВ. Отметим, что в реакции перезарядки на  $\pi$ -мезонах в спектре  $^{18}\text{C}$  также наблюдалось состояние при  $E^* = 1,55$  МэВ [84]. Оба экспериментальных значения для первого возбужденного состояния хорошо согласуются между собой.

При измерении in-beam совпадения  $\gamma$ -лучей с фрагментами развала при фрагментации пучка  $^{36}\text{S}$  [71] были определены энергии переходов в ядре  $^{18}\text{C}$  (рис. 5.93).

Была также построена схема уровней ядра  $^{18}\text{C}$ , которая представлена на рис. 5.93, а. Кроме линии 1585(10) кэВ, приписанной  $2^+ \rightarrow 0^+$  переходу, наблюдались еще переходы 919(10) и 2415(30) кэВ. Такой же результат получен и в работе [89], в которой методом теней было измерено время жизни состояния  $2^+$ , равное  $(189 \pm 0,9(\text{стат.}) \pm 4(\text{сист.}))$  пс, что соответствует  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+) = (43 \pm 0,2 \pm 1,0) e^2 \cdot \text{фм}^4$ , или около 1,5 единиц Вайскопфа (W. u.). Вероятность данного перехода оказалась меньшей по сравнению с эмпирическими значениями и указывала на влияние замкнутой протонной оболочки для нейтронно-избыточных изотопов, в том числе  $^{18}\text{C}$ . Возбужденные уровни ( $\sim 2500$  и  $4000$  кэВ) наблюдались также в реакции отрыва

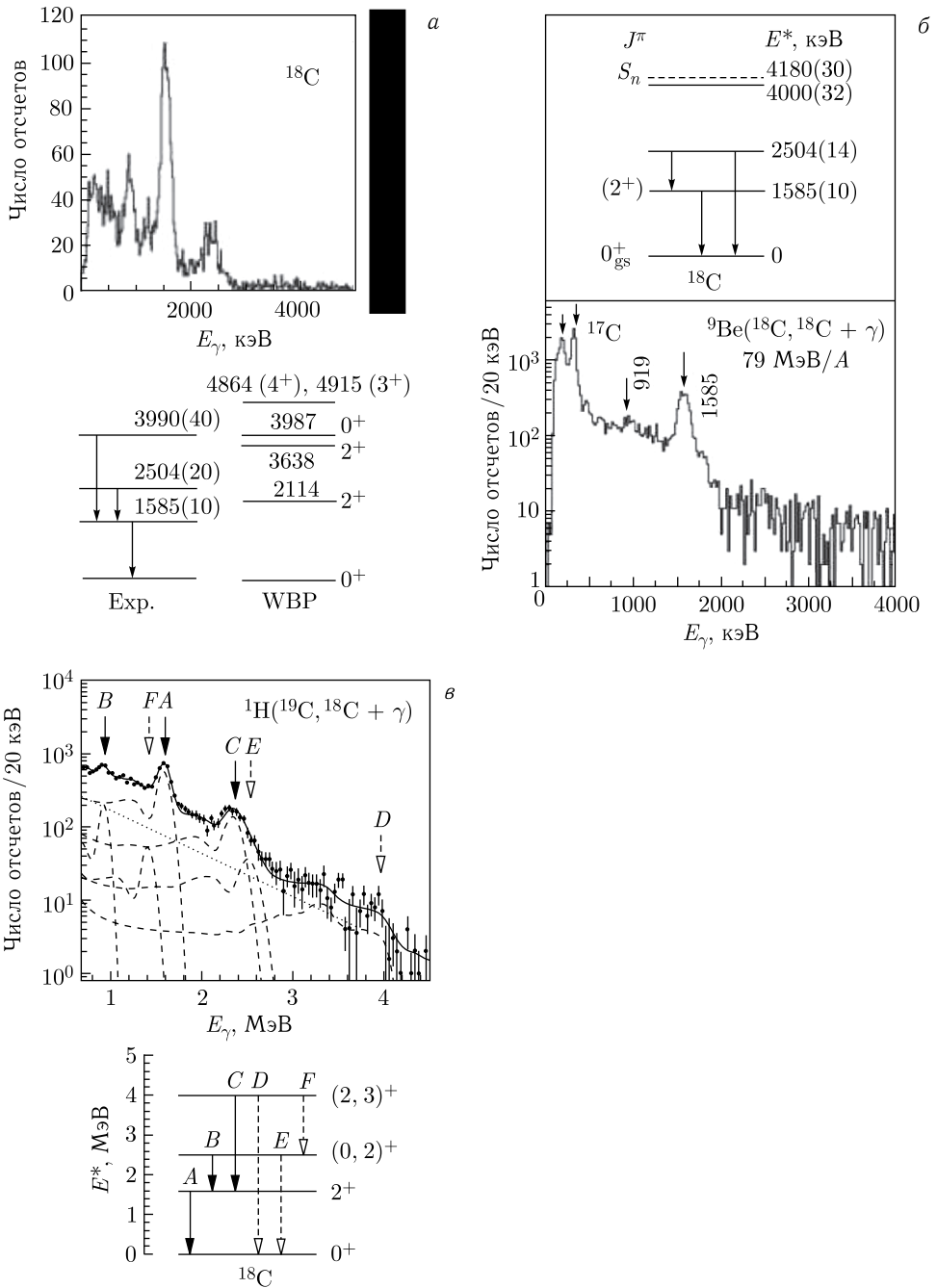
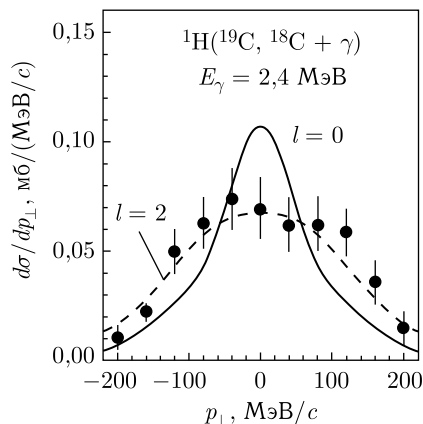


Рис. 5.93. а) Спектр  $\gamma$ -лучей  $^{18}\text{C}$  из [71]. Для сравнения показан расчет в рамках оболочечной модели с использованием взаимодействия WBP [74]; б) спектр  $\gamma$ -лучей и схема уровней  $^{18}\text{C}$  из [85]; в) спектр  $\gamma$ -лучей и схема уровней  $^{18}\text{C}$  из [72]

Рис. 5.94. Распределение поперечного импульса  $^{18}\text{C}$  после отделения одного нейтрона из  $^{18}\text{C}$  в совпадении с  $\gamma$ -лучами  $^1\text{H}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C} + \gamma)$  при 2,4 МэВ. Сплошная и штриховая кривые — расчет в предположении отделения нейтрона с  $l = 0$  и  $l = 2$  орбит соответственно. Видно, что экспериментальные точки хорошо описываются распределением в предположении об испускании нейтрона с  $1d$ -орбиты ядра  $^{19}\text{C}$  [72]



одного нейтрона  $^1\text{H}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C} + \gamma)$ , а измерения распределения поперечного импульса фрагментов  $^{18}\text{C}$  в совпадении с  $\gamma$ -лучами (рис. 5.94) [72] позволили определить для них спин и четность  $J^\pi = (0, 2)^+$  и  $(2, 3)^+$  соответственно (рис. 5.93, в).

Для ядер  $^{17}\text{C}$ , образующихся из развала  $^{18}\text{C}$  на мишенях из бериллия и углерода, измерялись распределения продольного импульса [13, 64], ширины FWHM которых составили 110–126 МэВ/с. Эти значения оказались больше, чем для ядер с нейтронным гало. Тем временем анализ, сделанный в [52], показал, что сечения срыва нейтронов,  $\sigma_{-xn}$ , начиная с  $^{16}\text{C}$ , резко увеличиваются вплоть до изотопа  $^{19}\text{C}$ . Значения этих сечений для ядер с  $A > 15$  превышают расчетные. Отсюда был сделан вывод, что для ядер с большим нейтронным избытком имеет место различие в распределениях плотностей протонов и нейтронов и толщина нейтронной «шубы» растет с ростом нейтронного избытка. Для ядра  $^{18}\text{C}$  нейтронная «шуба» хорошо выражена.

Согласно расчетам [43] в ядре  $^{18}\text{C}$  может иметь место большая деформация в распределении нейтронов,  $\beta_n \sim 0,5$ . Экспериментально деформация ядра  $^{18}\text{C}$  не определялась.

Расчеты деформации для четных изотопов углерода были проведены в работе [56]. В рамках релятивистской теории среднего поля с использованием разных взаимодействий рассматривались основные состояния, в том числе и для ядра  $^{18}\text{C}$ . На рис. 5.84 представлен пример такого расчета квадрупольной деформации и квадрупольного момента для ядер углерода. Видно, что после ядра  $^{16}\text{C}$  ( $N = 10$ ) влияние оболочки  $N = 8$  сильно уменьшается и уже для  $^{18}\text{C}$  предсказывается хорошо выраженная деформация (сплюснутая форма,  $\beta_2 \approx -0,33$ ). Рассчитанная для ядра  $^{18}\text{C}$  разность квадрупольных деформаций для нейтронов и протонов оказалась большой ( $\beta_n - \beta_p < 0$ ), что означало, что нейтронная деформация намного больше протонной. В этой же работе проводились расчеты значений среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов ( $R_{\text{rms}}^n \approx 3,20$  фм) и ядерного вещества



( $R_{\text{Tms}}^m \approx 3,00$  фм). Для ядра  $^{18}\text{C}$  расчетные значения согласуются с экспериментальными ( $R_{\text{Tms}}^n = (3,06 \pm 0,29)$  фм и  $R_{\text{Tms}}^m = (2,90 \pm 0,19)$  фм) [46]. Хорошо согласуются с экспериментом и расчеты радиусов, проведенные в работе [47].

**5.7.7. Ядро  $^{19}\text{C}$ .** Изотоп  $^{19}\text{C}$  — самый тяжелый связанный нечетный изотоп углерода.

Избыток массы  $^{19}\text{C}$  измерялся в нескольких работах [86], однако существует большая неопределенность в значении энергии отделения валентного нейтрона. Согласно табличным данным [87] этот нейтрон связан по отношению к распаду с испусканием одного нейтрона на  $S_n = (160 \pm 110)$  кэВ (значение  $S_n$ , усредненное по всем работам, равняется  $(240 \pm 100)$  кэВ). В работе [75] расчет дал значение  $S_n = 183$  кэВ. Ситуация с энергией связи нейтрона становится более неоднозначной после анализа данных [92] по сечениям взаимодействия  $^{19}\text{C}$  и относительной энергии фрагментов при кулоновской диссоциации, в котором определено еще одно возможное значение  $S_n \approx 500$  кэВ [93]. В работе [19] также отмечается, что объяснение экспериментальных данных возможно лишь при значении  $S_n = (0,5 \pm 1,0)$  МэВ. Работа [15] по измерению сечения выбивания одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$  предполагает  $S_n = 0,364$  МэВ. Современная систематика энергий отделения одного нейтрона принимает значение  $S_n = (580 \pm 90)$  кэВ [11].

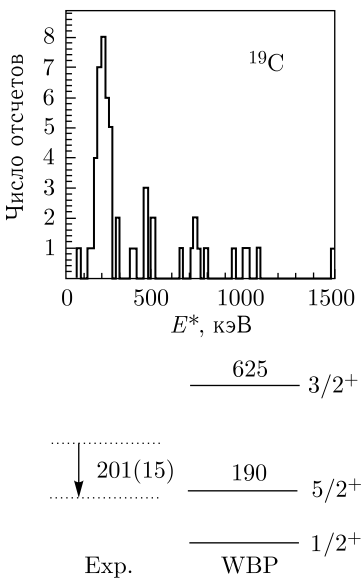


Рис. 5.95. Энергетический спектр  $^{19}\text{C}$  из [71] и схема, рассчитанная в рамках оболочечной модели с использованием взаимодействия WBP [78]

201 кэВ предлагаются  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  или  $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ . Эти выводы хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями.

В работе [62] в спектре мгновенных  $\gamma$ -лучей были обнаружены два пика при энергии 72(4) и 197(6) кэВ (рис. 5.96, а), которые интерпретировались как распад возбужденных состояний  $^{19}\text{C}$ . Эти состояния были приписаны каскаду  $5/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$ , при этом замедление  $3/2 \rightarrow 1/2$  перехода позволило авторам отнести энергию 197 кэВ к этому переходу как более вероятному (см. предлагаемую схему уровней на рис. 5.96, б). Такая интерпретация дей-

ствительно к распаду с испусканием одного нейтрона на  $S_n = (160 \pm 110)$  кэВ (значение  $S_n$ , усредненное по всем работам, равняется  $(240 \pm 100)$  кэВ). В работе [75] расчет дал значение  $S_n = 183$  кэВ. Ситуация с энергией связи нейтрона становится более неоднозначной после анализа данных [92] по сечениям взаимодействия  $^{19}\text{C}$  и относительной энергии фрагментов при кулоновской диссоциации, в котором определено еще одно возможное значение  $S_n \approx 500$  кэВ [93]. В работе [19] также отмечается, что объяснение экспериментальных данных возможно лишь при значении  $S_n = (0,5 \pm 1,0)$  МэВ. Работа [15] по измерению сечения выбивания одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$  предполагает  $S_n = 0,364$  МэВ. Современная систематика энергий отделения одного нейтрона принимает значение  $S_n = (580 \pm 90)$  кэВ [11].

Экспериментальный спектр  $^{19}\text{C}$  представлен в работе [71] вместе со схемой уровней, рассчитанной с использованием взаимодействия WBP [78] (рис. 5.95). Как наиболее вероятное основное состояние авторами принимается  $J^\pi = 1/2^+$ , а для обнаруженного перехода  $201$  кэВ предлагаются  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  или  $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ . Эти выводы хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями.

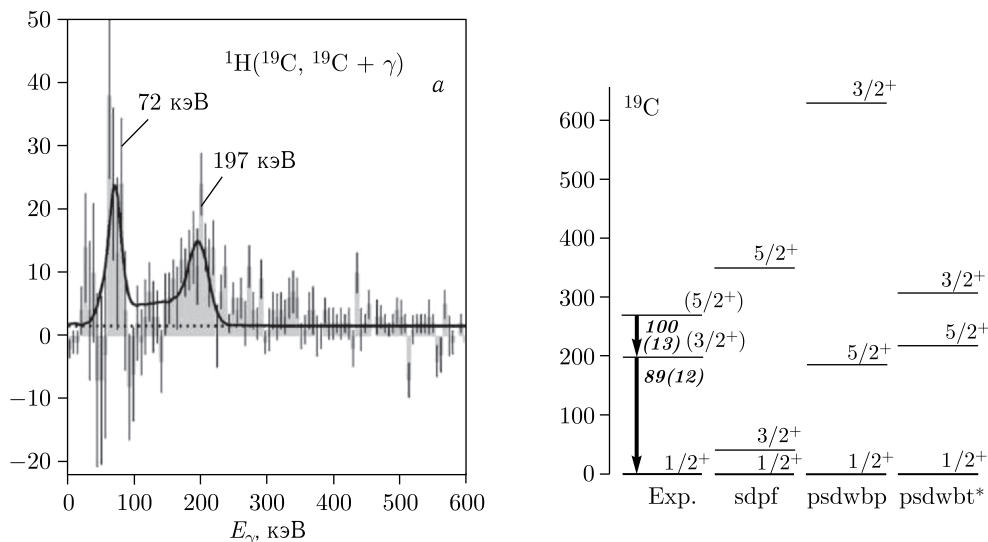


Рис. 5.96. а) Энергетический спектр  $^{19}\text{C}$ ; б) схемы, соответствующие разным теоретическим предсказаниям [58]

ствительна лишь в случае, когда спин основного состояния  $^{19}\text{C}$   $J^\pi = 1/2^+$ , как это следует из многих работ (например, [15, 19]).

В работе [85] в неупругом рассеянии пучка  $^{19}\text{C}$  методом инвариантной массы был выделен пик, соответствующий энергии возбуждения 1,46(10) МэВ, т.е. выше энергии порога развала. Его ширина  $\Gamma = 0,53(4)$  МэВ, что близко к оценке 0,78 МэВ для распада  $l = 2$  резонанса. Описание дифференциального сечения образования этого уровня с использованием DWBA метода в предположении о разных значениях для спина и четности основного состояния  $^{19}\text{C}$  дало значение  $J^\pi = 5/2^+$  и подтвердило, что  $J^\pi(^{19}\text{C}(\text{g.s.})) = 1/2^+$ .

Несмотря на все эти данные, можно прийти к заключению, что относительно спина и четности основного состояния изотопа  $^{19}\text{C}$  до сих пор нет однозначного экспериментального ответа. Есть лишь предположение, что основное состояние является чистым  $2s1/2$ - или  $1d5/2$ -состоянием либо линейной комбинацией этих двух конфигураций.

Рассмотрим результаты некоторых из этих работ.

Анализ [64], проведенный в рамках оболочечной модели с учетом эффективного взаимодействия [78], дает для основного состояния  $J^\pi = 1/2^+$  как следствие «погружения»  $2s1/2$ -орбиты. Это напоминает ситуацию с ядром  $^{11}\text{Be}$ , для которого показано существование инверсии заполнения оболочек. Значение  $J^\pi = 1/2^+$  было получено также в работах [15, 19, 22, 43, 92–94]. В работе [43] этот эффект объяснялся деформацией ядра  $^{19}\text{C}$ . В то же время, предполагая независимый вылет частиц, можно сделать вывод, что валентный нейтрон в  $^{19}\text{C}$  должен находиться на  $1d5/2$ -орбите, т.е. для

основного состояния можно ожидать  $J^\pi = 5/2^+$ , что означает подавление влияния гало из-за  $l = 2$  центробежного барьера.

Значения  $3/2^+$  или  $5/2^+$  для основного состояния  $^{19}\text{C}$  были получены в работах [12, 21] в предположении о конфигурации  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 2s1/2$ ,  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 1d5/2$  или  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 1d5/2$ . Экспериментально измеренное распределение продольного импульса [14] также подтвердило возможность существования значений  $3/2^+$  или  $5/2^+$ . При этом волновая функция состояла в основном ( $\sim 65\%$ ) из относительного  $s$ -движения валентного нейтрона и  $^{18}\text{C}$  в  $2^+$ -возбужденном состоянии. Как и в случае  $^{11}\text{Be}$ , в ядре  $^{19}\text{C}$  существенную роль могут играть возбужденные состояния в ядре-коре.

Между тем в работе [92] было показано, что значения  $3/2^+$  и  $5/2^+$  для основного состояния  $^{19}\text{C}$  маловероятны.

В работе [94] показано, что самый низкий  $5/2^+$ -уровень находится при энергии  $\sim 300$  кэВ над основным состоянием. Возможность существования

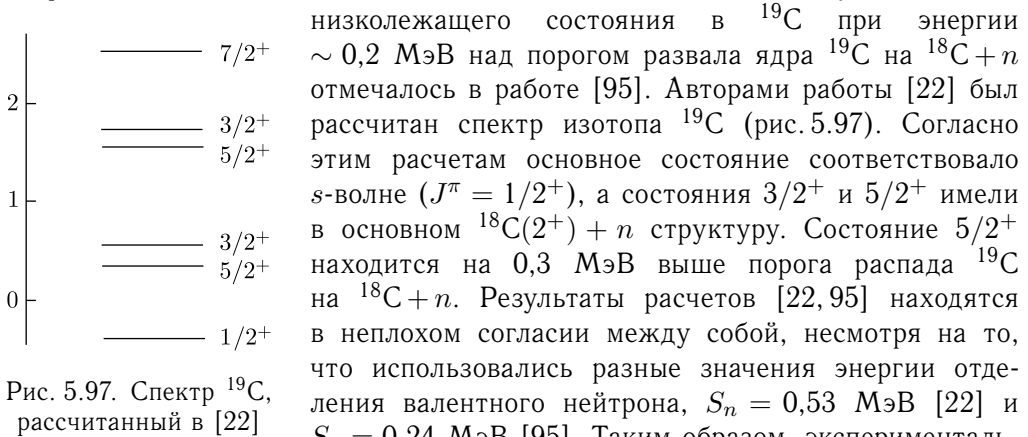
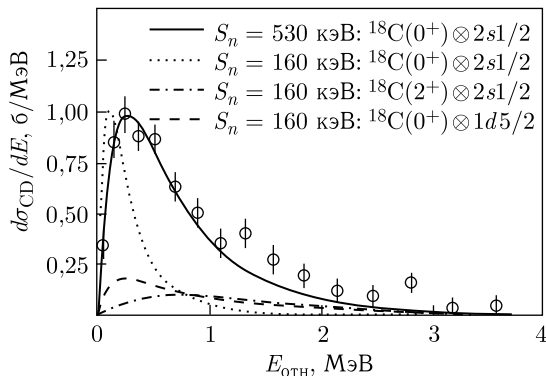


Рис. 5.97. Спектр  $^{19}\text{C}$ , рассчитанный в [22]

Интересный экспериментальный результат был получен в работе [93], в которой для получения информации о структуре основного состояния  $^{19}\text{C}$  использовалась реакция кулоновской диссоциации при энергии  $(67 \pm \pm 8)$  МэВ/А на свинцовой мишени. Спектр энергии  $^{19}\text{C}$  характеризовался пиком при очень маленькой энергии, что и можно было ожидать для ядра с нейтронным гало. При интерпретации спектра использовались разные конфигурации основного состояния  $^{19}\text{C}$  и разные значения энергии связи валентного нейтрона. Полученные в этой работе результаты представлены на рис. 5.98 вместе с экспериментальными данными. Наилучшее описание данных получалось при преобладающей конфигурации (спектроскопический фактор  $0,67$ ) основного состояния  $^{19}\text{C} - ^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$  и при значении энергии отделения валентного нейтрона  $S_n = 530$  кэВ. Такое же значение,

Рис. 5.98. Сечение кулоновской диссоциации  $^{19}\text{C}$  на мишени из  $^{208}\text{Pb}$  после вычета вклада от ядерной диссоциации на  $^{12}\text{C}$ . Спектр сравнивается с расчетами при разных предположениях для конфигураций основного состояния [93]



$S_n = (530 \pm 130)$  кэВ, было получено и из анализа углового распределения распадающейся системы ( $^{18}\text{C} + n$ ) в системе центра масс. Этот результат очень близок к предсказаниям в рамках оболочечной и микроскопической кластерной моделей [22, 64].

Данные по сечению срыва одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$ ,  $\sigma_{-1n}$ , вместе с данными по ширине импульсного распределения ( $\text{FWHM} = (69 \pm 3)$  МэВ/с) при развале  $^{19}\text{C}$ , полученные в [14], анализировались с целью определения спина и четности основного состояния и оценки энергии отделения валентного нейтрона. Оказалось, что при  $S_n = 260$  кэВ основными конфигурациями являются  $^{18}\text{C}(0^+; \text{g. s.}) \otimes 2s1/2$  и  $^{18}\text{C}(2^+; 1,67) \otimes 1d5/2$ , со спектроскопическими факторами 0,41 и 0,52 соответственно. Для основного состояния было получено значение  $J^\pi = 1/2^+$ . Дополнительный анализ сечения отделения одного нейтрона на свинцовой мишени,  $\sigma_{-1n} = (1967 \pm 334)$  мб, позволил определить пределы  $315 < S_n < 433$  кэВ со средним значением  $S_n = 364$  кэВ.

Необходимо напомнить, что орбита  $2s1/2$  в ядре  $^{15}\text{C}$  является занятой. Поскольку для  $^{19}\text{C}$  ожидается  $J^\pi = 1/2^+$ , можно предположить, что орбиты  $2s1/2$  и  $1d5/2$  заполняются нестандартно, т.е.  $2s1/2$  ниже в  $^{15}\text{C}$ , тогда как  $1d5/2$  понижается с увеличением числа нейтронов.

Несмотря на довольно противоречивые данные по структуре ядра  $^{19}\text{C}$ , попытаемся сделать некоторые выводы. Как уже упоминалось, в предположении о независимом вылете частиц получается, что валентный нейтрон в  $^{19}\text{C}$  должен находиться на  $1d5/2$ -орбите, т.е. для основного состояния можно ожидать  $J^\pi = 5/2^+$ . В таком случае большой  $l = 2$  центробежный барьер подавляет проявление гало.

С другой стороны, большая амплитуда  $s$ -волны для валентного нейтрона, малое значение энергии отделения валентного нейтрона  $S_n$  (см. выше), а также большие значения  $B(E1)$  и радиуса, полученные в разных работах (например, [93, 22, 64]), позволяют предположить наличие гало в ядре  $^{19}\text{C}$ .

Таким образом, можно считать, что ядро  $^{19}\text{C}$  является кандидатом на ядро с однеитронным гало. Подтверждение существования гало в  $^{19}\text{C}$  может быть получено лишь путем измерения других величин, дающих информацию

о волновой функции этого ядра. Есть несколько видов экспериментов, которые указывают на правильность этого предположения: измерение сечения взаимодействия [49a], кулоновской диссоциации [19, 93], срыва одного нейтрона [15, 72] и импульсного распределения фрагментов [12, 14, 19, 64, 72, 96]. Тем более что противоречие между данными по импульсным распределениям фрагментов при разных энергиях снято с учетом результатов работы [97].

Впервые экспериментальное указание на существование гало в ядре  $^{19}\text{C}$  было получено в работе [64]. Позже этот эксперимент был повторен с большей точностью [12]. В этих работах измерялось распределение продольного импульса ядер  $^{18}\text{C}$ ,  $^{17}\text{C}$  и  $^{16}\text{C}$ , образующихся в результате развала вторичных пучков  $^{19}\text{C}$ ,  $^{18}\text{C}$  и  $^{17}\text{C}$  на мишенях из бериллия или тантала (энергия пучка  $^{19}\text{C}$  была 77 и 88 МэВ/А). Результаты этих измерений представлены на рис. 5.99.

Ширина распределения при развале  $^{19}\text{C}$  (FWHM  $\approx 42$  МэВ/с) оказалась значительно меньше, чем ширины, наблюдаемые в случае развала, с испусканием одного нейтрона, ядер  $^{18}\text{C}$  или  $^{17}\text{C}$ . Этот факт можно интерпретировать как указание на галообразную структуру  $^{19}\text{C}$ . Что касается спина и четности основного состояния  $^{19}\text{C}$ , в работе [64] были приведены аргументы в пользу значения  $J^\pi = 1/2^+$  и большого вклада от конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$ . Однако затем в работе [12] было показано, что волновая функция основного состояния  $^{19}\text{C}$  сложнее, чем просто  $s$ -орбита, спаренная с основным состоянием  $^{18}\text{C}$ . Анализ данных указал на спаривание  $l = 0$  состояния валентного нейтрона с  $2^+$ -состоянием ядра-кора  $^{18}\text{C}$ , т.е. на преобладание  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 2s1/2$ -конфигурации. Для лучшего описания данных по развалу в кулоновском поле тяжелой мишени необходимо было использовать значение

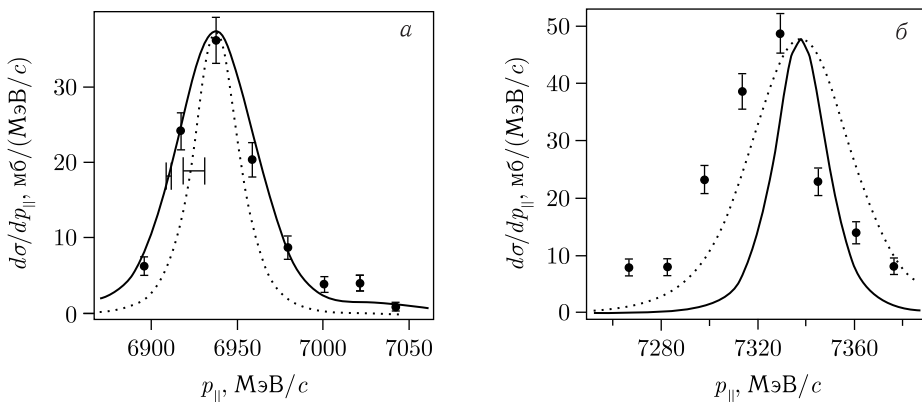


Рис. 5.99. Распределение продольного импульса ядер  $^{18}\text{C}$ , образованных при развале  $^{19}\text{C}$  [12]: а) на мишени из бериллия, пунктирная кривая — расчет для  $l = 0$ ; сплошная — сумма  $s$ - и  $d$ -компонент; б) на мишени из тантала, кривые — расчет для кулоновского развала: сплошная — для  $S_n = 0,16$  МэВ, пунктирная — для  $S_n = 0,6$  МэВ

$S_n = 0,6$  МэВ (вместо принятого в [91] значения  $(160 \pm 10)$  кэВ). Во всех случаях нейтрон гало находился на  $s$ -орбите.

Другой цикл работ был посвящен определению радиуса ядра  $^{19}\text{C}$  из экспериментов по измерению сечения взаимодействия.

Сечение взаимодействия является экспериментальной величиной, которая дает возможность определить радиус ядерного вещества. Известно, что размер ядра позволяет делать выводы о его галообразной структуре. Одной из первых работ, в которой измерялись полные сечения реакции, была работа [45]. На основании результатов этой работы были определены среднеквадратичные радиусы распределения ядерного вещества и нейтронов в  $^{19}\text{C}$ , соответственно  $R_{\text{rms}}^m = (2,74 \pm 0,96)$  фм и  $R_{\text{rms}}^n = (2,82 \pm 1,4)$  фм [46]. Экспериментально определенное значение  $R_{\text{rms}}^m$  оказалось ниже расчетных значений.

Расчеты [47] предсказывали, что среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества в  $^{19}\text{C}$  должен быть очень большой ( $\approx 3,55\text{--}3,75$  фм). Это свидетельствовало бы о проявлении гало. В хорошем согласии с этим расчетом находятся результаты работы [44], в которой в предположении, что спин  $^{19}\text{C}$  равен  $1/2^+$ , было получено значение  $R_{\text{rms}}^m = (3,53_{-0,14}^{+0,45})$  фм. В то же время в ряде других работ для  $R_{\text{rms}}^m$  было определено значение  $(3,0 \pm 0,1)$  фм [93],  $\sim 3,15$  фм [49б, 92, 98],  $3,02$  фм [22] и  $3,07\text{--}3,58$  фм [21б]. Данные этих расчетов значительно превышают результаты, полученные в работе [46].

В работе [52] было показано, что для  $^{19}\text{C}$  можно было ожидать нейтронную «шубу» толщиной  $0,5\text{--}0,8$  фм. Разница в значениях радиусов ядерного вещества, полученная в этой работе, для  $^{19}\text{C}$  и  $^{18}\text{C}$  составила  $0,3$  фм.

В то же время для среднеквадратичного радиуса валентного нейтрона,  $R_{\text{rms}}^v$ , или расстояния между ним и ядром-кором,  $R_{\text{rms}}^{cv}$ , были получены значения от  $4,2$  до  $9,2$  фм [12, 21б, 52, 64, 92, 93],  $\sim 10$  фм [44] и более  $7,04$  фм [47]. Эти оценки позволили сделать вывод, что распределение нейтронов в  $^{19}\text{C}$  тянется далеко за пределы ядра-кора  $^{18}\text{C}$  ( $2,93$  фм).

В работе [44] было предложено считать ядрами с гало те ядра, у которых отношение  $R_{\text{rms}}^v/R_{\text{rms}}^m$  (кор) больше 2. Для ядра  $^{19}\text{C}$  было получено отношение  $3,36$ , на основании чего был сделан вывод, что это ядро имеет гало.

Среднеквадратичные радиусы и параметр деформации тяжелых изотопов углерода были рассчитаны в [43]. По сравнению с другими расчетами величина  $R_{\text{rms}}^m = 2,95$  фм, полученная в этой работе, близка к экспериментальному значению. При переходе от  $^{18}\text{C}$  к  $^{19}\text{C}$  разница между значениями  $R_{\text{rms}}^n$  и  $R_{\text{rms}}^p$  сильно увеличивается, в то время как параметр деформации уменьшается от  $\beta_n(^{18}\text{C}) \approx 0,54$  до  $\beta_n(^{19}\text{C}) \approx 0,44$ . Эти изменения можно интерпретировать как указание на существование однейтронного гало в ядре  $^{19}\text{C}$ . Более того, авторы работы [43] считают, что эти два эффекта в некоторой степени

компенсируют друг друга, в противном случае толщина нейтронной «шубы»  $^{19}\text{C}$  была бы еще больше.

Галообразная структура  $^{19}\text{C}$  была также подтверждена в работе [19] на основании измерений  $\gamma$ -совпадений, дающих сведения о парциальном сечении заселения основного состояния, распределении импульса и сечении кулоновской диссоциации. В результате выделения по  $\gamma$ -квантам канала заселения основного состояния было получено узкое импульсное распределение, соответствующее  $s$ -состоянию, что наряду с большим парциальным сечением позволило сделать вывод, что спин и четность основного состояния  $^{19}\text{C}$   $J^\pi = 1/2^+$ . Ширина этого распределения была воспроизведена при условии, что  $^{19}\text{C}$  стабилен по отношению к эмиссии одного нейтрона и  $S_n = (0,8 \pm 0,3)$  МэВ. С другой стороны, описание инклюзивного импульсного распределения привело к значению  $S_n = (0,65 \pm 0,15)$  МэВ. Измеренное в этой работе сечение реакции  $\text{Au}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})$  находится в неплохом согласии с сечением реакции  $\text{Pb}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C} + n)$  [93], на основании которой было определено значение  $S_n = (0,53 \pm 0,13)$  МэВ. Несмотря на большую погрешность в определении  $S_n = (0,8 \pm 0,3)$  МэВ, это значение в отличие от  $S_n = (0,65 \pm 0,15)$  МэВ или  $S_n = (0,53 \pm 0,13)$  МэВ не содержит погрешности от вклада возбужденных состояний. Необходимо отметить, что в работе [19] предсказанное низколежащее над порогом распада ( $^{18}\text{C} + n$ ) возбужденное состояние в  $^{19}\text{C}$  [94, 95] не наблюдалось.

Сечение срыва одного нейтрона из  $^{19}\text{C}$  при взаимодействии с углеродной мишенью при  $\sim 900$  МэВ/А было измерено в работе [15] и оказалось равным  $\sigma_{-1n} = (233 \pm 51)$  мб. Это примерно в 5 раз выше значений для стабильных ядер [99] и значительно больше, чем для соседнего нечетного изотопа  $^{17}\text{C}$  ( $(129 \pm 22)$  мб). Увеличение сечения, так же как и уменьшение ширины импульсного распределения тяжелого фрагмента при продвижении в сторону границы нейтронной стабильности, свидетельствует о наличии гало в ядре  $^{19}\text{C}$ .

Экспериментальные данные по сечению взаимодействия [496] позволили сделать вывод о том, что основное состояние  $^{19}\text{C}$  имеет галообразную структуру и что оно на 46 % состоит из конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$  и на 56 % из конфигурации  $^{18}\text{C}(2^+) \otimes 1d5/2$ , в которой участвует возбужденное  $2^+$ -состояние ядра-кора  $^{18}\text{C}$ . Для анализа тех же экспериментальных сечений в работе [92] применялась глауберовская теория для нескольких частиц и рассчитывались сечения реакции (в данном случае сравнение сечений взаимодействия и реакции допустимо [100]). Было показано, что экспериментальное сечение взаимодействия соответствует значению  $J^\pi = 1/2^+$  для основного состояния ядра  $^{19}\text{C}$  при  $S_n = 0,24$  МэВ и доминирующей нейтронной конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s1/2$  со спектроскопическим фактором  $\approx 0,80$ .

Экспериментальное угловое распределение нейтронов из развала  $^{19}\text{C}$  при энергии 30 МэВ/А [96] можно было описать узкой и широкой компонентами, при этом  $\text{FWHM}_{\text{уз}} = 42$  МэВ/с, а  $\text{FWHM}_{\text{шир}} \sim 160$  МэВ/с. Последнее

значение совпало с шириной распределений для  $^{21}\text{N}$ ,  $^{22}\text{O}$  и  $^{24}\text{F}$ , которые описывались лишь одной широкой компонентой. Результат работы [96] показал, что имеет место развал галообразного ядра, при котором широкая компонента углового распределения обусловлена нейтронами, испущенными при взаимодействии ядра-кора с ядрами мишени (она подобна распределению, полученному в случае развала обычных ядер), тогда как узкая и направленная сильно вперед компонента соответствует слабосвязанным нейтронам гало, которые не принимали участия в столкновении. В этом же эксперименте импульсное распределение нейтронов имело ширину  $(64 \pm 17)$  МэВ/с. Это значение примерно в 3 раза меньше, чем значения для стабильных ядер, которые предсказываются в модели Гольдхабера [101]. Таким образом, в работе [96] было получено подтверждение существования гало в  $^{19}\text{C}$ .

В работах [51, 102] был проведен теоретический анализ экспериментальных результатов, полученных в работах [12, 93], в которых изучался развал  $^{19}\text{C}$  в кулоновском поле ядер мишени. Были рассмотрены несколько возможных конфигураций для валентного нейтрона в основном состоянии  $^{19}\text{C}$ : (i)  $2s_{1/2}$ , связанный с  $^{18}\text{C}(0^+)$  на 160, 240 и 530 кэВ; (ii)  $2s_{1/2}$ , связанный с  $^{18}\text{C}(2^+)$  на 1,86 МэВ; (iii)  $1d_{5/2}$ , связанный с  $^{18}\text{C}(0^+)$  на 240 и 530 кэВ. Сравнение с экспериментальными данными показало, что лучшее согласие с экспериментом получается при значении  $S_n = 530$  кэВ и конфигурации  $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 2s_{1/2}$ . Расчетная ширина распределения, полученная в этих работах, составляла 40 МэВ/с, что находится в хорошем согласии с экспериментальным результатом  $(41 \pm 3)$  МэВ [12, 19, 64]. Был сделан вывод о том, что  $^{19}\text{C}$  в основном состоянии имеет галообразную структуру.

Существование однеитронного гало в  $^{19}\text{C}$  следует также из теоретической работы [63], в которой рассчитывалась поверхность потенциальной энергии ядра для всех его возможных (кластер + кор)-конфигураций. При этом наиболее вероятной является конфигурация с минимальной потенциальной энергией. В случае ядра  $^{19}\text{C}$  это  $(1n + \text{кор})$ -конфигурация и ядро-кор  $^{18}\text{C}$  имеет число нейтронов  $N = 2Z$ .

Интересный результат был получен в работе [58], в которой в рамках глауберовской модели анализировались данные по сечению взаимодействия в реакции  $^{19}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергии 960 МэВ/А и по распределению продольного импульса при энергии 910 МэВ/А [14] в реакции  $^{19}\text{C} + ^9\text{Be}$  при 88 МэВ/А [12]. Анализ этих данных показал, что использование  $s$ - или  $d$ -конфигурации либо смешивание  $s$ - и  $d$ -конфигураций не приводит к одновременному хорошему описанию сечения и импульсного распределения. Выход из этого был найден путем варьирования размера ядра-кора ( $^{18}\text{C}$ ) изотопа  $^{19}\text{C}$ . Увеличение размера ядра-кора на 0,2 фм (по сравнению с размером ядра  $^{18}\text{C}$ ) привело к согласованному описанию экспериментальных данных.

Анализ всех известных данных для спектроскопического фактора и энергии отделения одного нейтрона из ядра  $^{19}\text{C}$  представлен на рис. 5.100, из которого видно, что значение энергии отделения одного нейтрона в  $^{19}\text{C}$



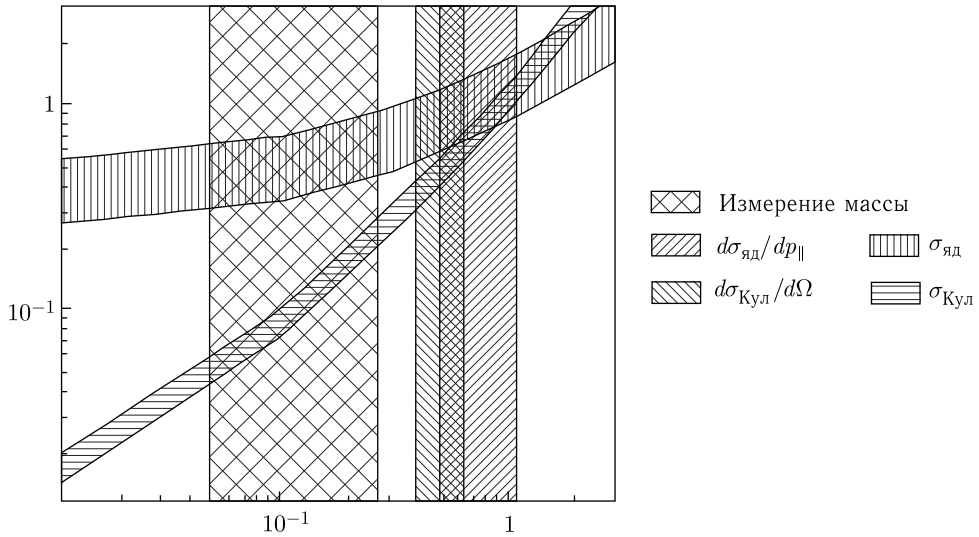


Рис. 5.100. Возможные области значений спектроскопического фактора ( $S$ ) и энергии отделения одного нейтрона ( $S_n$ ) из ядра  $^{19}\text{C}$  [19]. Результаты экспериментов показаны разной штриховкой в зависимости от измеряемых величин. Хорошее согласие с экспериментальными данными получается при  $0,5 < S < 1$  и  $0,5 < S_n < 1$  МэВ

в среднем находится в пределах  $S_n = 0,5\text{--}1,0$  МэВ, а спектроскопический фактор — в пределах  $0,5\text{--}1,0$ .

Таким образом, есть основания предполагать, что так же, как и  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$  является ядром с однеитронным гало, причем самым тяжелым известным ядром с однеитронным гало, хотя его галообразная структура менее выражена, чем в  $^{11}\text{Be}$ .

Между тем, как следует из приведенных выше данных, остаются открытыми вопросы, касающиеся структуры  $^{19}\text{C}$ , особенно положения высоколежащих состояний, избытка его массы, распределения импульса нейтрона или ядра-кора и полного сечения реакции при разных энергиях.

Эксперименты по уточнению этих характеристик помогли бы расширить представление о более тяжелых ядрах с нейтронным гало.

**5.7.8. Изотопы углерода с  $A \geq 20$ .** Последними экспериментально обнаруженными изотопами углерода являются четные изотопы  $^{20}\text{C}$  [99] и  $^{22}\text{C}$  [100]. Нечетный изотоп  $^{21}\text{C}$  нестабилен относительно распада с испусканием нейтрона. Однако энергия связи нейтрона в  $^{21}\text{C}$  до настоящего времени так и не определена экспериментально. Из систематики энергий связи [11] следует, что ядро  $^{21}\text{C}$  нестабильно на  $(0,330 \pm 0,560)$  МэВ. Предсказывается, что ядро  $^{22}\text{C}$  является последним связанным изотопом углерода.

Стабильность ядер  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  по отношению к испусканию нуклонов была предсказана разными теоретическими моделями. Расчеты в рамках оболочечной модели [78] дали для основных состояний  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  значения энергии

связи, которые отличаются от экспериментальных данных соответственно на 87 и 133 кэВ [91].

Изотоп  $^{20}\text{C}$ , синтезированный в работе [104], оказался стабилен по отношению к испусканию двух нейтронов на 3,351(0,240) МэВ. В теоретической работе [61] предсказывается существование нейтронной «шубы» в ядре  $^{20}\text{C}$ .

Во фрагментации вторичного пучка, с применением метода  $\gamma$ -спектроскопии в пучке был обнаружен возбужденный уровень в ядре  $^{20}\text{C}$ , энергия которого составила 1588(20) кэВ. Энергетический спектр  $^{20}\text{C}$ , измеренный в работе [70a], представлен на рис. 5.101. Систематика значений энергий  $2^+$ -состояний в изотопах углерода до  $A = 20$  показана на рис. 5.102, из нее следует, что в отличие от изотопов кислорода для тяжелых изотопов углерода «подоболочка»  $N = 14$  исчезает.

Ядро  $^{21}\text{C}$  анализировалось в рамках микроскопической кластерной модели как  $(^{20}\text{C} + n)$  [22]. Для основного состояния было предсказано  $J^\pi = 1/2^+$  и не исключалось, что оно является стабильным. Предсказывалось также широкое возбужденное  $3/2^+$ -состояние над порогом распада. Для  $2^+$ -состояния ядра  $^{22}\text{C}$  в работе [70a] была получена более высокая энергия вследствие большого энергетического разрыва при  $N = 16$ .

В рамках релятивистской теории среднего поля [43] была предсказана деформация для изотопов  $^{20}\text{C}$  и  $^{21}\text{C}$  и рассчитан их среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества, который составил  $R_{\text{rms}}^m \sim 3$  фм.

Для  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  в работе [44] были получены значения  $R_{\text{rms}}^m$ : для  $^{20}\text{C}$  — 3,56 или 3,1 (в зависимости от конфигурации —  $[2s]^2$  или  $[1d]^2$ ), для  $^{22}\text{C}$

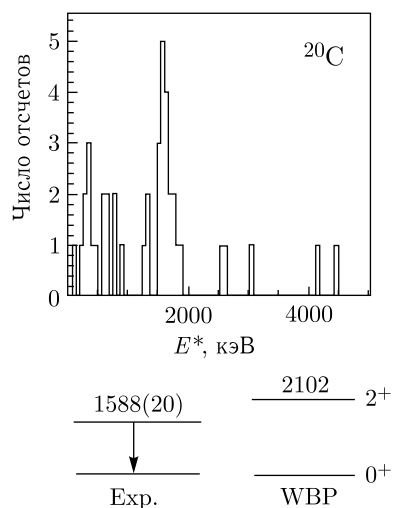


Рис. 5.101. Энергетический спектр  $^{20}\text{C}$  из [70a] и схема, рассчитанная в рамках оболочечной модели с взаимодействием WBP

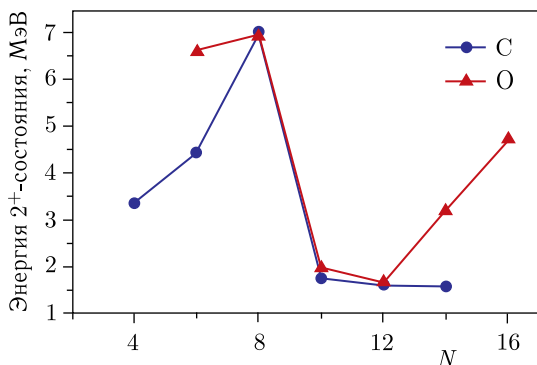


Рис. 5.102. Систематика значений энергий  $2^+$ -состояний в изотопах углерода и кислорода

$\sim 3,62$  фм. При этом радиус валентных нейтронов обоих изотопов равнялся  $R_{\text{rms}}^v \approx 4,4$  фм. В работе [47] были рассчитаны величины  $R_{\text{rms}}^m(^{20}\text{C})$ ,  $R_{\text{rms}}^m(^{21}\text{C})$  и  $R_{\text{rms}}^m(^{22}\text{C})$ , которые оказались равными 3,0, 3,20 и 3,35 фм соответственно. Значение  $\sim 3,0$  фм, полученное для  $^{20}\text{C}$  в этих работах, свидетельствует о преимущественной  $[1d]^2$ -конфигурации в этом ядре.

В работе [56] в рамках релятивистской теории среднего поля рассчитывалась цепочка четных изотопов углерода. Для среднеквадратичных радиусов распределения нейтронов  $R_{\text{rms}}^n$  и ядерного вещества  $R_{\text{rms}}^m$  были получены соответственно значения: в  $^{20}\text{C} \approx 3,35$  и 3,13 фм, в  $^{22}\text{C} - 3,50$  и 3,28 фм и в  $^{24}\text{C} - 3,63$  и 3,39 фм. Для ядер  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  была предсказана (см. рис. 5.83) сильная деформация (сплюснутая форма). Причем для ядра  $^{20}\text{C}$  ( $N = 14$ ), находящегося в середине оболочки, получена наибольшая деформация ( $\beta_2(^{20}\text{C}) \approx -0,42$ ). При переходе к ядру  $^{22}\text{C}$ , имеющему на два нейтрона больше, также была обнаружена деформация, но меньше, чем для  $^{20}\text{C}$ :  $\beta_2(^{22}\text{C}) \approx -0,33$ . Разность квадрупольных деформаций для нейтронов и протонов ( $\beta_n - \beta_p$ ) для изотопов  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{C}$  оказалась отрицательной, при этом для  $^{20}\text{C}$  эта разность больше. Большое отрицательное значение деформаций означает, что нейтронная деформация намного больше протонной. Такое поведение нейтронной деформации объяснялось числом нейтронов, соответствующим середине оболочки. Ядро  $^{24}\text{C}$  в соответствии с этими расчетами является сферическим с  $(\beta_n - \beta_p) \approx 0$ . Авторы объясняют это приближением к магической оболочке  $N = 20$ .

Однако в работе [43] было показано, что самый тяжелый известный изотоп углерода  $^{22}\text{C}$  является сферическим ядром, что объясняется влиянием новой сферической подоболочки  $N = 16$ . Изотопов углерода с числом нейтронов  $N > 16$  не было обнаружено, поэтому считается, что они нестабильны. Это связано с тем, что для  $6 \leq Z \leq 10$  при  $N = 16$  появляется новая нейтронная магическая оболочка, действующая на орбитах  $2s1/2$  и  $1d3/2$  [102, 103].

Ненаблюдение более тяжелых изотопов углерода в эксперименте [100] позволило авторам сделать вывод о том, что для углерода достигнута граница нейтронной стабильности.

Наконец, в работах [43, 63] было показано, что  $^{22}\text{C}$  является ядром с двухнейтронным гало. В [63] двухнейтронное гало в  $^{22}\text{C}$  интерпретировалось на основании обнаружения минимума в поверхности потенциальной энергии для конфигурации  $(\text{кор} + 2n)$ . Таким образом, изотоп  $^{22}\text{C}$  относится к ядрам, кор которых имеет  $N = 2Z + 2$ , что согласуется с классификацией ядер с гало [63].

**5.7.9. Углеродные «полимеры».** В связи с развитием кластерного подхода при описании структуры ядер большой интерес представляют состояния, образованные из  $\alpha$ -частиц с добавлением нескольких нейтронов. Эти состояния можно представить как молекулы с несколькими центрами, где  $\alpha$ -частицы связаны посредством ковалентных нейтронов (в случае двух  $\alpha$ -частиц они

называются даймерами, более двух — полимерами). В этом случае ядра являются сильно деформированными. Такого рода кластерные состояния ожидаются при энергиях возбуждения вблизи порогов развала на соответствующие подсистемы. Признаком молекулярной структуры служит существование ротационных полос с соответствующим моментом инерции. Такая  $\alpha$ -кластерная структура давно установлена в легких ядрах с четным  $N = Z$ .

Состояние  $0_2^+$  при энергии 7,654 МэВ в ядре  $^{12}\text{C}$  считается цепочкой из трех  $\alpha$ -частиц. Это состояние находится лишь на 0,287 МэВ выше порога развала на три  $\alpha$ -частицы. В работе [104] было показано, что в тяжелых изотопах углерода деформированные состояния (полимерные состояния в виде «цепочек») можно построить, добавляя нейтроны в системе ( $^{12}\text{C}^* + xn$ ) (рис. 5.103). Изотоп  $^{15}\text{C}$  имеет три валентных нейтрона, и изомерная структура основывается на даймере  $^{10}\text{Be}^*$  и на валентной связи  $^9\text{Be}$ . Изотоп  $^{16}\text{C}$  в виде «цепочки» может основываться на двух валентных связях  $^{16}\text{C}$ . Для  $^{18}\text{C}$

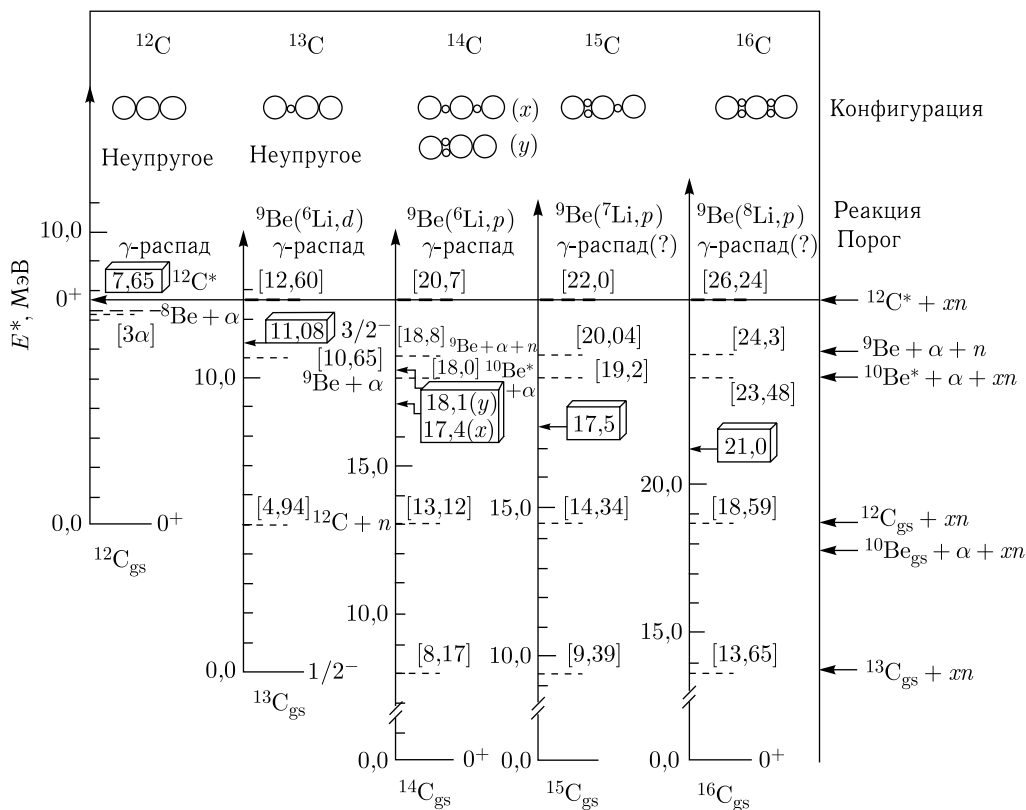


Рис. 5.103. Диаграмма энергий молекулярных состояний с «цепочечной» структурой (изомеров формы) в изотопах углерода. Энергетическая шкала выбрана по отношению к порогам развала на три  $\alpha$ -частицы +  $x$  нейтронов. Энергия связи для изомерных состояний отсчитывается от этой линии. Изомерные состояния обозначены кубиками [104]

предполагается, что такие состояния с цепочечной структурой построены из  $^{11}\text{Be}^*$  и имеют дважды по три валентных нейтрона в месте ковалентной связи. В  $^{20}\text{C}$  состояния с цепочечной структурой ожидаются на основе возбужденных состояний в  $^{12}\text{Be}^*$ . Заселение сильно деформированных структур возможно, если в ядрах мишени или бомбардирующего иона имеют место кластерные образования. Возможным способом распада этих «цепочечных» состояний является испускание фрагментов  $\text{Be} + \text{He}$ . Аналогично состоянию  $\text{O}_2^+$  в ядре  $^{12}\text{C}$  можно ожидать испускания  $\gamma$ -квантов этими состояниями.

### Список литературы к п. 5.7

1. Keller H. et al. // Z. Phys. 1994. V. A348. P. 61.
2. Simon H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 496.
3. Navin A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 266.
4. Iwasaki H. et al. // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 55.
5. Shimoura S. et al. // Phys. Lett. 2003. V. B560. P. 31.
6. Pain S.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 032502.
7. Imai T. et al. // Phys. Lett. 2009. V. B673. P. 179.
8. Korshennikov A. A. et al. // Phys. Lett. 1994. V. B326. P. 31.
9. Ostrowski A. N. et al. // Phys. Lett. 1994. V. B338. P. 13.
10. Калпакчиева Р., Пенионжкевич Ю. Э. // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 6. С. 1247.
11. Audi G., Wapstra A., Thibault C. // Nucl. Phys. 2003. V. A729. P. 337.
12. Bazin D. et al. // Phys. Rev. 1998. V. C57. P. 2156.
13. а) Sauvan E. et al. // Phys. Lett. 2000. V. B491. P. 1.  
б) Sauvan E. et al. // Phys. Rev. 2004. V. C69. P. 044603.
14. Baumann T. et al. // Phys. Lett. 1998. V. B439. P. 256.
15. Cortina-Gil D. et al. // Eur. Phys. J. 2001. V. A10. P. 49.
16. Zheng T. et al. // Nucl. Phys. 2002. V. A709. P. 103.
17. Wu C. et al. // Nucl. Phys. 2004. V. A739. P. 3.
18. а) Fang D. Q. et al. // Phys. Rev. 2000. V. C61. P. 064311.  
б) Fang D. Q. et al. // Phys. Rev. 2004. V. C69. P. 034613.
19. Maddalena V. et al. // Phys. Rev. 2001. V. C63. P. 024613.
20. Datta Pramanik U. et al. // Phys. Lett. 2003. V. B551. P. 63.
21. а) Ridikas D. et al. // Nucl. Phys. 1998. V. A628. P. 363.  
б) Ridikas D. et al. // Europhys. Lett. 1997. V. 37. P. 385.
22. Descouvemont P. // Nucl. Phys. 2000. V. A675. P. 559.
23. Parfenova Yu. L. et al. // Phys. Rev. 2000. V. C62. P. 044602.
24. Sagawa H. et al. // Nucl. Phys. 2003. V. A722. P. 183c.
25. Thiamova G. et al. // Eur. Phys. J. 2004. V. A22. P. 461.
26. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. 1988. V. A490. P. 1.
27. Kalpakchieva R. et al. // Eur. Phys. J. 2000. V. A7. P. 451.
28. Bohlen H. G. et al. // Phys. Rev. 2003. V. C68. P. 054606.

29. *von Oertzen W. et al.* // Eur. Phys. J. 2004. V. A21. P. 193.
30. *Van der Steenhoven G. et al.* // Phys. Lett. 1985. V. B156. P. 151.
31. а) *Bohlen H. G. et al.* // Nucl. Phys. 2003. V. A722. P. 3с.  
б) *Болен Х.Г. и др.* // ЯФ. 2003. Т. 66, вып. 8. С. 1539.  
в) *Bohlen H. G. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A734. P. 345.
32. а) *Bohlen H. G. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A738. P. 333.  
б) *Bohlen H. G. et al.* // J. Phys. 2005. V. G31. P. 1461.
33. *Bohlen H. G. et al.* // Eur. Phys. J. 2007. V. A31. P. 279.
34. *Balamuth D.P. et al.* // Nucl. Phys. 1977. V. A290. P. 65.
35. а) *Fortune H. T. et al.* // Phys. Lett. 1977. V. 70B. P. 408.  
б) *Fortune H. T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1236.
36. *Sercely R. R. et al.* // Phys. Rev. 1978. V. C17. P. 1919.
37. *Cecil F. E. et al.* // Nucl. Phys. 1975. V. A255. P. 243.
38. *Bohlen H. G. et al.* // Phys. Rev. 2001. V. C64. P. 024312.
39. а) *Bohlen H. G. et al.* // Z. Phys. 1985. V. A320. P. 237.  
б) *Adamides E. et al.* // Nucl. Phys. 1987. V. A475. P. 598.
40. *Zhongzhou R. et al.* // Z. Phys. 1997. V. A357. P. 137.
41. *Vinh Mau N.* // Nucl. Phys. 1995. V. A592. P. 33.
42. *Zhongzhou R. et al.* // Nucl. Phys. 1996. V. A605. P. 75.
43. *Sherr R.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 1177.
44. *Saint-Laurent M. G. et al.* // Z. Phys. 1989. V. A332. P. 457.
45. *Liatarad et al.* // Europhys. Lett. 1990. V. 13. P. 401.
46. *Lassaut M., Lombard R.J.* // Z. Phys. 1992. V. A341. P. 125.
47. *Mittig W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1889.
48. а) *Ozawa A. et al.* // Nucl. Phys. 1996. V. A608. P. 63.  
б) *Ozawa A. et al.* RIKEN Report No. RIKEN-AF-NP-294, 1998.
49. *Villari A. C. et al.* // Phys. Lett. 1991. V. B268. P. 345.
50. *Chatterjee R. et al.* // Nucl. Phys. 2000. V. A675. P. 477.
51. *Chulkov L. V. et al.* // Ibid. V. A674. P. 330.
52. *Garrett J. D. et al.* // Phys. Rev. 1974. V. C10. P. 1730.
53. *Truong S., Fortune H. T.* // Phys. Rev. 1983. V. C28. P. 977.
54. *Murillo G. et al.* // Nucl. Phys. 1994. V. A579. P. 125.
55. *Sharma M. M. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. C59. P. 1379.
56. *Tilley D. et al.* // Nucl. Phys. 1993. V. A564. P. 1.
57. *Lawson R. D.* // Phys. Rev. 1976. V. C14. P. 1245.
58. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. 1995. V. A595. P. 1.
59. *Warburton E. K.* // Phys. Rev. 1988. V. C38. P. 935.
60. *Kitagawa H. et al.* // Z. Phys. 1997. V. A358. P. 381.
61. *Elekes Z. et al.* // Phys. Lett. 2005. V. B614. P. 174.
62. *Gupta R. K. et al.* // J. Phys. 2000. V. G26. P. L23.
63. *Bazin D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3569.
64. *Bonaccorso A.* // Phys. Rev. 1999. V. C60. P. 054605.
65. *Maddalena V., Shyam R.* // Phys. Rev. 2001. V. C63. P. 051601(R).

66. *Banerjee P., Shyam R.* // J. Phys. 1996. V. G22. P. L79.
67. *Nolen J.A. et al.* // Phys. Lett. 1977. V. 71B. P. 314.
68. *Ball G.C. et al.* // Nucl. Phys. 1979. V. A325. P. 305.
69. *Fifiield L.K. et al.* // Nucl. Phys. 1982. V. A385. P. 505.
70. a) *Stanoiu M. et al.* // Eur. Phys. J. 2004. V. A20. P. 95.  
b) *Stanoiu M. et al.* // Phys. Rev. 2008. V. C78. P. 034315.
71. *Kondo et al.* // Phys. Rev. 2009. V. C79. P. 014602.
72. *Warburton E.K., Millener D.J.* // Phys. Rev. 1989. V. C39. P. 1120.
73. *Dufour J.P. et al.* // Z. Phys. 1986. V. A324. P. 487.
74. *Lenske H.* // J. Phys. 1998. V. G24. P. 1429.
75. *Ogawa H. et al.* // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 81.
76. *Brown B.A., Wildenthal B.H.* // Nucl. Phys. 1987. V. A474. P. 290.
77. *Warburton E.K., Brown B.A.* // Phys. Rev. 1992. V. C46. P. 923.
78. *Kanada-En'yo Y., Horiuchi H.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. R468.
79. *Reeder P.L. et al.* // Phys. Rev. 1991. V. C44. P. 1435.
80. *Scheller K.W. et al.* // Nucl. Phys. 1995. V. A582. P. 109.
81. *Raimann G. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C53. P. 453.
82. *Satou M.* // Phys. Lett. 2008. V. B660. P. 320.
83. *Kobayashi T. et al.* // Phys. Lett. 1989. V. B232. P. 51.
84. *Gilman R. et al.* // Phys. Rev. 1984. V. C30. P. 962.
85. *Ong H.J. et al.* // Eur. Phys. J. 2009. V. A42. P. 393.
86. a) *Vieira D.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 3253.  
b) *Gillibert A. et al.* // Phys. Lett. 1987. V. B192. P. 39.  
в) *Wouters J.M. et al.* // Z. Phys. 1988. V. A331. P. 229.  
г) *Orr N. et al.* // Phys. Lett. 1991. V. B258. P. 29.
87. a) *Audi G., Wapstra A.* // Nucl. Phys. 1993. V. A565. P. 1.  
b) *Audi G. et al.* // Nucl. Phys. 1997. V. A624. P. 1.
88. *Tostevin J.A., Al-Khalili J.S.* // Phys. Rev. 1999. V. C59. P. R5.
89. *Nakamura T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1112.
90. *Smedberg M.H., Zhukov M.V.* // Phys. Rev. 1999. V. C59. P. 2048.
91. *Marques F.M. et al.* // Phys. Lett. 1996. V. B381. P. 407.
92. *Chiba M. et al.* // Nucl. Phys. 2004. V. A741. P. 29.
93. *Bai X., Hu J.* // Phys. Rev. 1997. V. C56. P. 1410.
94. *Olson D.L. et al.* // Phys. Rev. 1983. V. C28. P. 1602.
95. *Ogawa Y. et al.* // Nucl. Phys. 1992. V. A543. P. 722.
96. *Goldhaber A.* // Phys. Lett. 1974. V. 53B. P. 306.
97. *Banerjee P., Shyam R.* // Phys. Rev. 2000. V. C61. P. 047301.
98. *Kanungo R. et al.* // Nucl. Phys. 2000. V. A677. P. 171.
99. *Stevenson J.D., Price J.P.* // Phys. Rev. 1981. V. C24. P. 2101.
100. *Pougheon F. et al.* // Europhys. Lett. 1986. V. 2. P. 505.
101. *Langevin M. et al.* // Phys. Lett. 1985. V. B150. P. 71.
102. *Ozawa A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5493.
103. *Beiner M. et al.* // Nucl. Phys. 1975. V. A249. P. 1.
104. *von Oertzen W.* // Z. Phys. 1997. V. A357. P. 355.

## 5.8. Тяжелые изотопы азота

Тяжелые изотопы азота расположены в области масс ядер, где было обнаружено новое магическое число  $N = 16$ , существенно определяющее их свойства.

**5.8.1. Изотопы азота с  $A < 23$ .** В работе [1] достаточно детально обсуждается структура тяжелых изотопов азота  $^{19}\text{N}$ ,  $^{20}\text{N}$  и  $^{21}\text{N}$ . Выводы этой работы основаны на измеренных распределениях продольного импульса ядер-коров после развала пучка этих ядер на ядрах углеродной мишени. С увеличением массового числа ширина распределения продольного импульса уменьшается (FWHM меняется от 177 до 149 МэВ/с), а вероятность отделения одного нейтрона растет. Отсутствие данных по более тяжелым изотопам не позволяет сделать однозначные выводы о проявлении в этой области замкнутой подоболочки  $N = 14$ . При сравнении расчетов с экспериментальными данными [1] следует, что для изотопов  $^{19}\text{N}$ ,  $^{20}\text{N}$  и  $^{21}\text{N}$  значения спина и четности равны  $J^\pi = 1/2^-, 2^-$  и  $1/2^-$  соответственно. Для  $^{20}\text{N}$  было получено  $J^\pi = 2^-$ , что согласуется с расчетами основных состояний в рамках модели Хартри–Фока [2]. Расчеты по нерелятивистской теории среднего поля [3] для  $^{21}\text{N}$  показали наличие толстой нейтронной «шубы» у этого ядра.

Измерения сечения взаимодействия и сечений реакций, приводящих к изменению атомного номера, позволили определить среднеквадратичный радиус распределения ядерного вещества в  $^{20}\text{N}$  ( $2,77 \pm 0,4$ ) фм [4,5] и разность между среднеквадратичными радиусами нейтронного и протонного распределений. В результате этих измерений был сделан вывод о существовании в этом ядре нейтронной «шубы» с толщиной не меньше ( $0,56 \pm 0,29$ ) фм. Расчеты основных состояний ядер с  $A = 20$ , в том числе и  $^{20}\text{N}$ , были проведены в работе [6] в рамках релятивистской теории Хартри–Фока–Боголюбова. Полученные таким образом значения радиусов в пределах погрешности совпали с экспериментальными значениями и также подтвердили наличие нейтронной «шубы» в ядре  $^{20}\text{N}$ .

Однейтронное гало в  $^{22}\text{N}$  предсказывалось в рамках релятивистской теории среднего поля [3]. В расчетах среднеквадратичный радиус распределения протонов получился меньше, чем для нейтронов, а среднеквадратичный радиус распределения нейтронов — меньше, чем для валентных нейтронов.

В работе [7]  $^{22}\text{N}$  также рассматривалось как ядро, в котором можно ожидать проявления однойнейтронного гало. Заключение о галообразной структуре основывалось на том, что для этого ядра кор имеет  $N = 2Z$ , а также на малой энергии отделения одного нейтрона ( $S_n = 1,222$  МэВ) и расчетах поверхности потенциальной энергии ядра для всех его возможных (кластер + кор)-конфигураций. Было получено, что наиболее вероятной (имеет место минимум потенциальной энергии) является конфигурация  $(1n + \text{кор})$ .



Поскольку изотоп  $^{22}\text{N}$  имеет число нейтронов  $N = 15$  ( $T_z = 4$ ), то в нем должно сказываться влияние магического числа  $N = 16$  и для него можно ожидать проявления галообразной структуры.

Информация об уровнях изотопа  $^{19}\text{N}$  была получена ранее в реакциях многонуклонных передач [8], где были идентифицированы основное состояние и уровни до  $E^* \approx 4,20$  МэВ. В этой работе было показано также, что с большой вероятностью заселяются состояния с конфигурацией  $(p_{1/2}^{-1} \otimes 2^+, 4^+)$ . В работе [10] изучалась структура изотопов азота  $^{19-22}\text{N}$  с использованием методики измерения  $\gamma$ -лучей в пучке в совпадении с фрагментами из реакций фрагментации различных бомбардирующих ядер. Результатом этих экспериментов явилось построение схемы уровней этих ядер, которые представлены на рис. 5.104–5.107. Полученные экспериментальные данные сравниваются с расчетами по оболочечной модели.

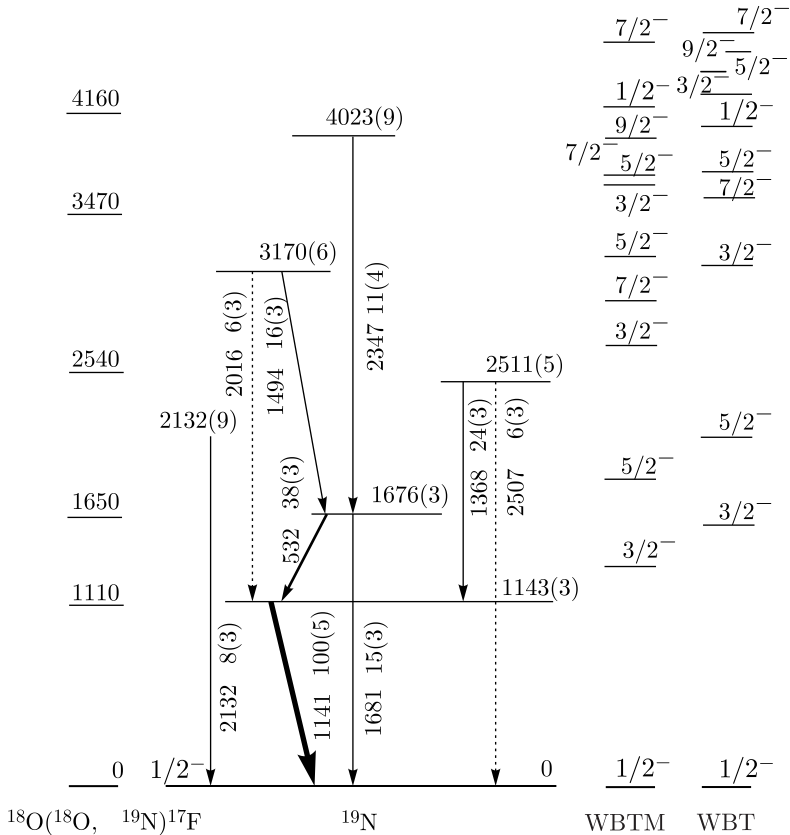


Рис. 5.104. Схема уровней  $^{19}\text{N}$ , построенная на основании данных работы [9], в сравнении с экспериментальным результатом [8]. Толщина стрелок соответствует интенсивностям переходов. Справа представлены результаты расчетов в рамках оболочечной модели [9]

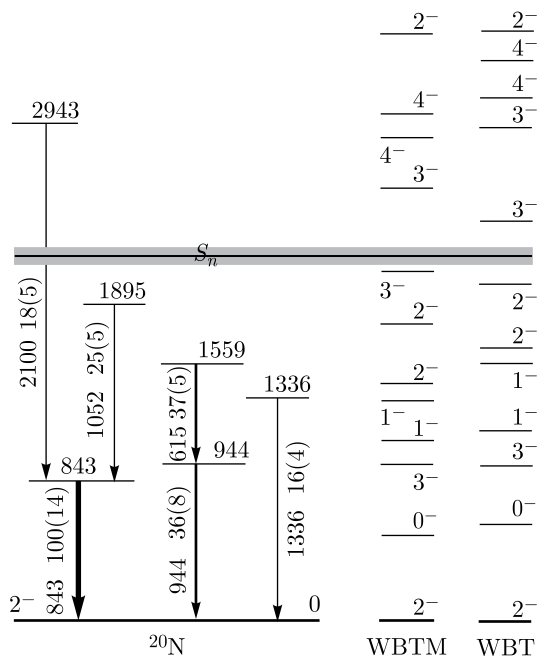


Рис. 5.105. Схема уровней  $^{20}\text{N}$  в сравнении с результатами расчетов в рамках оболочечной модели [9]

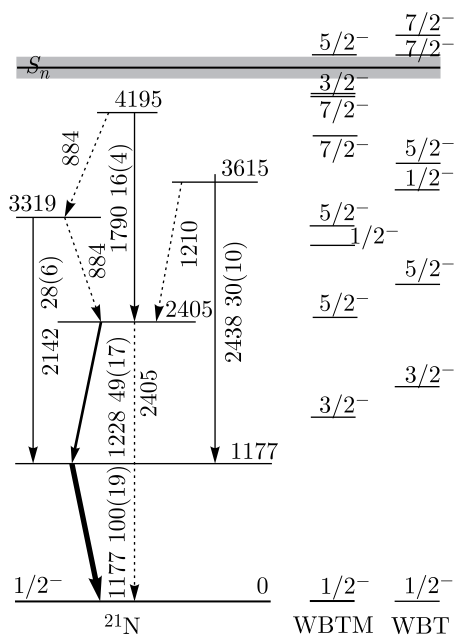


Рис. 5.106. Схема уровней  $^{21}\text{N}$  в сравнении с результатами расчетов в рамках оболочечной модели [9]

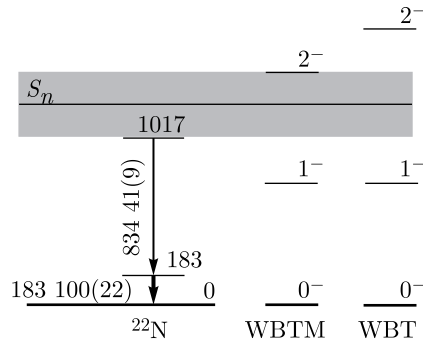


Рис. 5.107. Схема уровней  $^{22}\text{N}$  в сравнении с результатами расчетов в рамках оболочечной модели [9]

**5.8.2. Изотопы азота с  $A \geq 23$ .** Стабильность изотопа  $^{23}\text{N}$  была впервые экспериментально установлена в работе [10] и подтверждена впоследствии с большей статистикой в работе [11]. Стабильность этого изотопа предсказывалась ранее теоретически [12].

В работе [13] в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 94 МэВ/А были синтезированы последние нуклонно-стабильные ядра от бора до неона, в том числе и ядра азота.

На рис. 5.108 представлена двумерная матрица идентификации наблюдаемых в эксперименте [13] изотопов различных элементов. С большой стати-

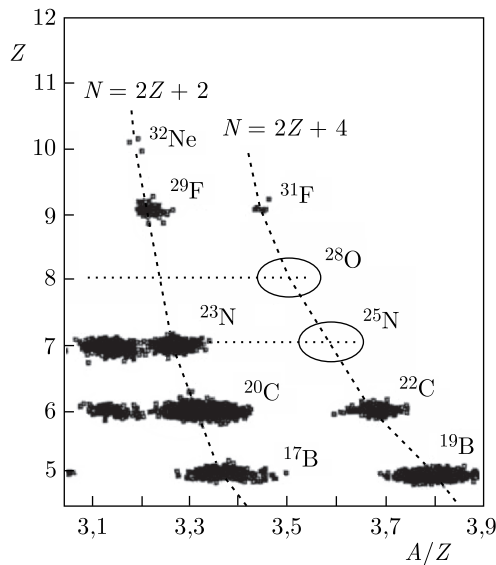


Рис. 5.108. Выходы изотопов в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar} + \text{Ta}$  при энергии 94 МэВ/А. В случае стабильности  $^{25}\text{N}$  события должны наблюдаться в соответствующем эллипсе. Пунктиром соединены изотопы с одинаковым числом нейтронов  $N = 2Z + 2$  и  $N = 2Z + 4$  [13]

стикой ( $\sim 7000$  событий в пике) был идентифицирован изотоп  $^{23}\text{N}$ , в то время как изотопы  $^{24}\text{N}$  и  $^{25}\text{N}$  обнаружены не были. Вместе с тем в эксперименте наблюдалось несколько других изотопов на границе ядерной стабильности ( $^{19}\text{B} - \sim 4400$  событий,  $^{22}\text{C} - \sim 900$  событий, а также несколько событий для  $^{32}\text{Ne}$ ), в том числе новый изотоп  $^{31}\text{F}$  (8 событий). Для оценки возможных выходов изотопов в данной работе была проведена их интерполяция с использованием систематики  $N = 2Z + 4$  от  $^{19}\text{B}$  до  $^{31}\text{F}$ , которая показана на рис. 5.109. На основании этой интерполяции можно было ожидать 240 событий, соответствующих образованию  $^{25}\text{N}$ . Ненаблюдение событий, связанных с  $^{24}\text{N}$  и  $^{25}\text{N}$ , позволило сделать вывод о нестабильности этих ядер по отношению к испусканию нейтрона. Таким образом было подтверждено предсказание границы нуклонной стабильности в этой области ядер [12], в соответствии с которым самый тяжелый связанный изотоп азота —  $^{23}\text{N}$ . Был сделан вывод, что цепочка связанных изотопов азота кончается при  $N = 16$ .

Время жизни и вероятность  $\beta$ -запаздывающей эмиссии нейтронов ядром  $^{23}\text{N}$  измерялись в работе [14]. Время жизни оказалось равным  $(14,5 \pm 1,4)$  мс. Это значение в 2–4 раза меньше расчетного [15]. Вероятность  $\beta$ -запаздывающей эмиссии нейтронов, определенная в этой же работе, составила  $(80 \pm 21)\%$ .

Характеристики основного состояния ядра  $^{23}\text{N}$  рассчитывались в рамках нелинейной релятивистской теории среднего поля с разными наборами параметров [3]. При этом предполагалось, что нечетные изотопы азота являются сферическими. Расчеты показали протяженное распределение плотности нейтронов, что означает наличие гало для изотопа  $^{23}\text{N}$ . Это согласуется с выводами, сделанными из систематики сечений взаимодействия [16], в соответствии с которой в изотопе  $^{23}\text{N}$  проявляется магическое число  $N = 16$ , возникновение которого связывается с наличием гало. Надо отметить, что для этой области ядер это новое магическое число играет важную роль при рассмотрении их свойств, в том числе и стабильности. Об этом речь пойдет в следующей главе.

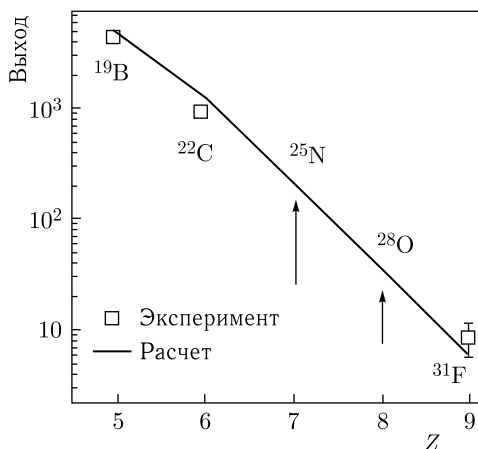


Рис. 5.109. Выходы изотопов с нейтронным числом  $N = 2Z + 4$  в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  как функция  $Z$ . Кривая — расчетные выходы. Стрелками обозначены ожидаемые значения выходов для изотопов  $^{25}\text{N}$  и  $^{28}\text{O}$  [13]

**Список литературы к п. 5.8**

1. *Sauvan E. et al.* // Phys. Lett. 2000. V. B491. P. 1.
2. *Bai X., Hu J.* // Phys. Rev. 1997. V. C56. P. 1410.
3. *Ren Z. et al.* // J. Phys. 1996. V. G22. P. 523.
4. *Chulkov L. et al.* // Nucl. Phys. 1996. V. A603. P. 219.
5. *Bochkarev O. V. et al.* // Eur. Phys. J. 1998. V. A1. P. 15.
6. *Lalazissis G. A. et al.* // Phys. Rev. 2001. V. C63. P. 034305.
7. *Gupta R. K. et al.* // J. Phys. 2000. V. G26. P. L23.
8. *Catford W. N. et al.* // Nucl. Phys. 1989. V. A503. P. 263.
9. *Sohler D. et al.* // Phys. Rev. 2008. V. C77. P. 044303.
10. *Langevin M. et al.* // Phys. Lett. 1985. V. B150. P. 71.
11. *Pougheon F. et al.* // Europhys. Lett. 1986. V. 2. P. 505.
12. *Haustein P. E.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 185.
13. *Sakurai H. et al.* // Phys. Lett. 1999. V. B448. P. 180.
14. *Yoneda K. et al.* // J. Phys. 1998. V. G24. P. 1395.
15. *Staudt A. et al.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1990. V. 44. P. 79.
16. *Ozawa A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5493.

## Глава 6

### ЯДРА ВБЛИЗИ ЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК $N = 20$ И $28$ . НОВЫЕ МАГИЧЕСКИЕ ЧИСЛА

В предыдущих главах были представлены свойства легких ядер, удаленных от линии стабильности, от нейтронно-избыточных изотопов водорода и гелия до изотопов кислорода. Структура сильно нейтронно-избыточных изотопов легких элементов достаточно подробно обсуждается в обзорах [1–3]. Это наиболее интересная область ядер, где синтезированы и исследуются свойства последних нейтронно-избыточных связанных ядер. Экспериментальные исследования ядер более тяжелых элементов в области замкнутых нейтронных оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  также показали, что их свойства (энергии связи, деформация) сильно меняются по мере удаления от линии стабильности и проявляются новые эффекты, приводящие к изменению (уменьшению или увеличению) стабильности ядер у границ нуклонной стабильности. Обнаруженные эффекты приводят к необходимости пересмотра теоретических представлений о свойствах таких ядер, в том числе и о существовании новых магических чисел, определяющих оболочечные эффекты. Еще в 1975 г. К. Тибо и др. [4] обнаружили сосуществование двух видов деформации в магическом ядре  $^{31}\text{Na}$ , впервые предсказанное Ю.С. Лютостанским [18] и впоследствии подтвержденное расчетами [19, 20]. В рамках оболочечной модели деформация основного состояния в этом ядре объяснялась сильной корреляцией  $2p-2n$  энергий возбуждения для  $sd$ - и  $pf$ -оболочек. Это проявилось в увеличении энергии связи изотопов натрия вблизи оболочки с  $N = 20$ . Последующие исследования показали, что подобные эффекты наблюдаются и для нейтронно-избыточных изотопов кислорода, фтора, неона, натрия, магния. Для большинства легких ядер вблизи оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  проявилось так называемое сосуществование двух форм — сферической и деформированной в основном состоянии. Это привело к пересмотру существующих оболочечных моделей для предсказания линии стабильности легких ядер и появлению новых оболочечных чисел  $N = 16, 26$ . В связи с важностью этой проблемы для дальнейшего развития представлений о свойствах ядерной материи при большом изотопическом спине (экзотические ядра) мы попытались систематизировать известную к настоящему времени информацию о свойствах нейтронно-избыточных ядер у границ нуклонной стабильности вблизи оболочечных чисел  $N = 20$  и  $N = 28$ . Надеемся, что такая системная информация о свойствах этих ядер, иногда весьма противоречивая, поможет найти общие подходы к описанию их структуры и новых необычных особенностей.

### 6.1. Проявление нового магического числа $N = 16$

Хорошо известно, что оболочечная структура ядер определяется магическими числами. Практически вся связанная с этим информация получена для ядер вблизи линии  $\beta$ -стабильности, и оболочечная структура объясняется на основе потенциала гармонического осциллятора со спин-орбитальным расщеплением. Однако с расширением области исследуемых ядер до линии нейтронной стабильности был обнаружен ряд неожиданных эффектов. Один из них — новые магические числа у ядер, расположенных вблизи границ нуклонной стабильности.

Оболочечные эффекты во многом определяют стабильность ядер и их структуру. Такие характеристики, как энергия связи и деформация, определяются наличием или отсутствием оболочечных эффектов. Известно, что некоторые ядра более стабильны, чем другие, и дополнительная энергия связи появляется в ядрах с магическими числами протонов и/или нейтронов. На рис. 6.1 представлены значения энергии первого  $2^+$ -возбужденного состояния в четно-четных ядрах с  $2 < Z < 28$  в зависимости от числа нейтронов  $N$ . Видно, что при  $N = 8, 20$  и  $28$  энергии первого  $2^+$ -состояния имеют максимумы, причем соответствующие изотопы для данного  $Z$  наиболее стабильны. Замечено, что при больших значениях изоспина эффекты, связанные с известными магическими числами, ослабевают [1] и могут возникать новые оболочки (например, около  $N = 6, 14, 16, 30$  и  $40$ ). Так, было показано, что смешивание орбит  $2s_{1/2}$  и  $1p_{1/2}$  приводит к исчезновению оболочки с магическим числом нейтронов  $N = 8$  в нейтронно-избыточных изотопах

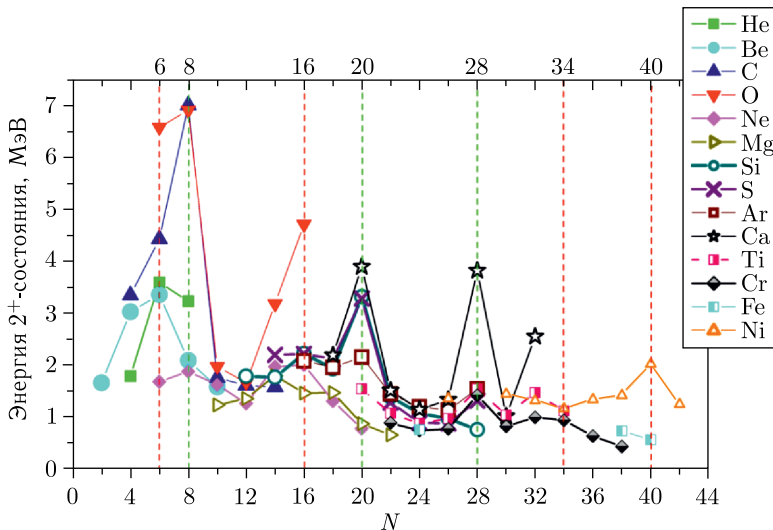


Рис. 6.1. Энергия первого  $2^+$ -состояния в четно-четных ядрах с  $2 < Z < 28$  в зависимости от числа нейтронов  $N$

лития и бериллия [43, 55]. Тот факт, что дважды магическое ядро  $^{10}\text{Ne}$  является нестабильным и наблюдалось только в виде резонанса, а его первое возбужденное  $2^+$ -состояние лежит относительно невысоко, также позволяет утверждать, что стабилизирующий эффект оболочки  $N = 8$  здесь отсутствует [59, 67, 82]. Между тем было обнаружено появление нового магического числа  $N = 16$  [11], а в работе [125] было получено указание на то, что ядро  $^{34}\text{Si}$  ( $Z = 14$ ,  $N = 20$ ) является дважды магическим.

Считается, что граница нуклонной стабильности достигнута практически для всех легких элементов с  $Z < 10$  [21]. Однако все еще остались открытыми вопросы, связанные со стабильностью более тяжелых нуклидов с  $Z \geq 7$ . Так, изотопы  $^{23}\text{N}$  и  $^{24}\text{O}$  с числом нейтронов  $N = 16$  — самые тяжелые из известных связанных изотопов азота и кислорода. Для изотопов азота предсказания их стабильности с использованием массовых формул совпали с результатами экспериментов, тогда как предсказания стабильности  $^{26,28}\text{O}$  весьма неоднозначны. Ядро  $^{28}\text{O}$  с числом нейтронов  $N = 20$  оказалось несвязанным [63], в отличие от связанного ядра  $^{29}\text{F}$  с тем же числом нейтронов [58]. Из расчетов следовало, что  $^{29}\text{F}$  — последний связанный изотоп фтора, однако был обнаружен более тяжелый изотоп  $^{31}\text{F}$  с числом нейтронов  $N = 22$  [63]. По сравнению с  $^{24}\text{O}$  в ядре  $^{31}\text{F}$  число нейтронов на 6 больше, однако наличие в  $^{31}\text{F}$  дополнительно одного лишнего протона приводит к удержанию этих шести нейтронов в ядре  $^{31}\text{F}$ . Резкое изменение энергии связи объясняется увеличенным расстоянием между  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  одночастичными уровнями в ядрах при  $N = 16$ .

Аналогичная ситуация имеет место и в случае легких ядер  $^{10}\text{Ne}$  и  $^{11}\text{Li}$ . Один протон, присоединенный к  $^{10}\text{Ne}$ , приводит к связанному ядру  $^{11}\text{Li}$ . Такое сильное изменение стабильности с увеличением числа протонов всего лишь на единицу позволяет сделать вывод о появлении дополнительных факторов, влияющих на стабильность ядер (деформация или дополнительное протон-нейтронное взаимодействие).

Такая же ситуация наблюдается для изотопов неона. Так, при переходе к неону ( $Z = 10$ ), т. е. при увеличении числа протонов на 2 по сравнению с кислородом, наблюдается изотоп с  $N = 22$  ( $^{32}\text{Ne}$ ) [84, 86]. Для неона это может быть не последний нейтронно-избыточный стабильный изотоп, поскольку для изотопа  $^{34}\text{Ne}$  ( $N = 24$ ) [77, 83, 125] и даже  $^{40}\text{Ne}$  ( $N = 30$ ) [90, 92] предсказана стабильность по отношению к испусканию двух нейтронов. Таким образом, ожидается, что граница нуклонной стабильности для изотопов фтора и неона ( $Z = 9, 10$ ) расположена дальше, чем в случае изотопов азота и кислорода ( $Z = 7, 8$ ), что сильно отличается от предсказанной ранее границы стабильности.

Появление нового магического числа  $N = 16$  было обнаружено также на основании систематики энергий отделения нейтронов и сечений взаимодействия ядер [11]. На рис. 6.2 представлена зависимость энергии отделения нейтрона  $S_n$  от числа нейтронов в ядре. После  $N = 15$  наблюдается уменьше-



ние  $S_n$  при переходе от  $N = 15$  к  $N = 16$  при больших значениях изоспина, а именно при  $T_z \geq 5/2$  для четно-нечетных и при  $T_z \geq 3$  для нечетно-нечетных ядер. Наличие большого количества экспериментальных данных о сечении взаимодействия ядер  $\sigma_I$  в области  $p$ - $sd$ - и  $sd$ -оболочек позволило построить зависимости энергии отделения нейтрона ( $S_n$ ) и сечения взаимодействия от числа нейтронов ( $N$ ), которые представлены на рис. 6.2 и 6.3. Видно, что начиная с азота и вплоть до фтора  $\sigma_I$  резко увеличивается при  $N = 15$  (т. е. для ядер с  $T_z \geq 3$ ). Кроме того, расчеты с использованием глауберовской модели позволили сделать вывод, что при больших значениях  $T_z$  валентный нейтрон с большей вероятностью находится на  $2s_{1/2}$ -орбите. Предложенная одночастичная структура в ядрах с  $N = 15$ , вместе с указанным поведением  $\sigma_I$  и  $S_n$ , были объяснены влиянием нового магического числа вблизи линии нейтронной стабильности при  $N = 16$ . Это новое магическое число, вероятно, является результатом проявления гало в соответствующих ядрах.

Таким образом, эти и другие результаты свидетельствуют о существовании магического числа  $N = 16$ , которое было предсказано еще в 1975 г. [96]. В случае замкнутой нейтронной оболочки квадратическое отклонение  $\sigma_n \equiv \langle (\hat{N}^2) \rangle - \langle \hat{N} \rangle^2$  ожидаемого значения  $\langle \hat{N}^2 \rangle$  оператора числа нейтронов

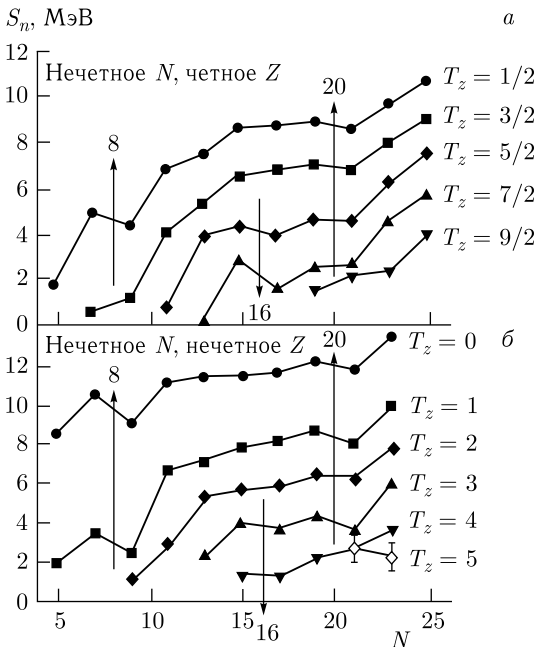


Рис. 6.2. Зависимость энергии отделения нейтрона ( $S_n$ ) от числа нейтронов ( $N$ ): а) для ядер с четным  $Z$  и нечетным  $N$ ; б) для ядер с нечетным  $Z$  и нечетным  $N$

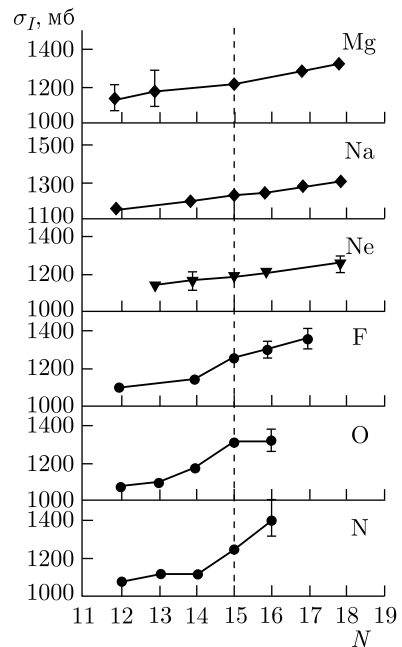


Рис. 6.3. Зависимость экспериментальных сечений взаимодействия  $\sigma_I$  от числа нейтронов  $N$  для изотопов элементов с  $Z = 7-12$  [11]

становится равным нулю. Величина  $\sigma_n^2$  является функцией вероятности заселения орбиты  $v_\nu^2$ , т. е.  $\sigma_n^2 = 2 \sum_\nu (2j_\nu + 1) v_\nu^2 (1 - v_\nu^2)$ . На рис. 6.4 [96] показаны результаты расчета, из которого видно, что эта величина равняется нулю для ядер углерода, азота и кислорода при  $N = 16$ . Полученное значение 0 при  $N = 16$  означает, что это сферическое магическое число.

Итак, число нейтронов  $N = 16$  является магическим числом, а соответствующие ему ядра являются сферическими. С этими выводами согласуются расчеты, выполненные в рамках оболочечной модели [101, 105], в которых было получено большое расстояние (около 5 МэВ) между орбитами  $2s_{1/2}$  и  $1d_{3/2}$  при  $N = 16$  в этой области ядер (см., например, рис. 6.5).

Как отмечалось ранее, свойства изотопов соседних элементов могут сильно отличаться в зависимости от влияния магического числа. В качестве примера можно привести изотопы  $^{20}\text{C}$  и  $^{22}\text{O}$  с числом нейтронов 14. Для изотопов углерода и кислорода до  $N = 12$  зависимости энергий  $2^+$ -состояний близки (см. рис. 6.4). Это является результатом влияния  $(d5/2^+)_n$  конфигурации с  $J = 2$  при  $Z = 6$  и  $Z = 8$ . Однако при  $N = 14$  энергия  $2^+$ -состояния в ядре  $^{20}\text{C}$  примерно в 2 раза ниже, чем в  $^{22}\text{O}$ . Низкое значение этой энергии в  $^{20}\text{C}$  свидетельствует о важном структурном изменении при  $N = 14$  для ядер углерода и кислорода, т. е. в отличие от цепочки кислорода в ядрах углерода «замкнутость подоболочки»  $N = 14$  исчезает. Поскольку энергия первого возбужденного  $2^+$ -состояния ядра  $^{22}\text{O}$  равняется 3,19 МэВ [122] и превышает значения для более легких изотопов кислорода с  $N = 10$  и 12, то можно предположить, что в ядрах кислорода также имеет место прояв-

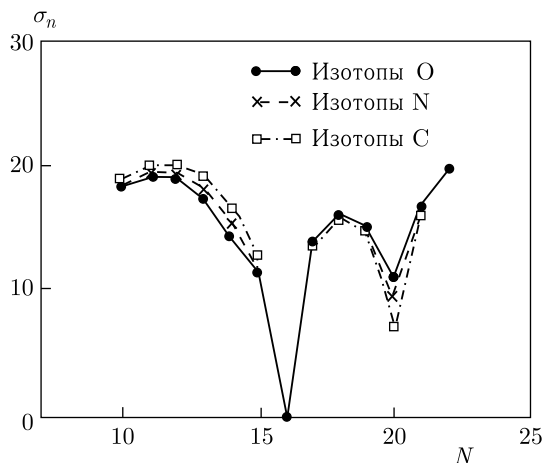


Рис. 6.4. Квадратическое отклонение  $\sigma_n$  как функция числа нейтронов в ядрах углерода, азота и кислорода [96]

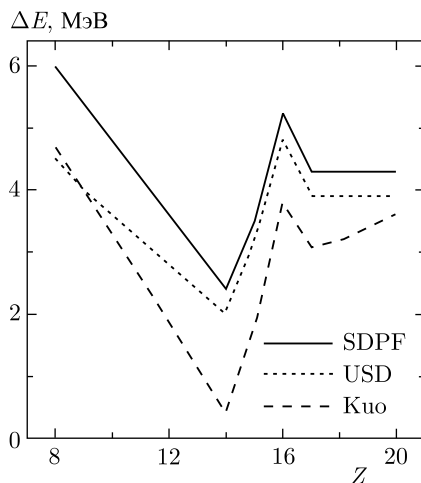


Рис. 6.5. Эффективные расстояния  $1s_{1/2}-1d_{3/2}$  для изотопов  $N = 16$  в зависимости от  $Z$ , рассчитанные в рамках оболочечной модели с разными гамильтонианами [18]

ление подболочки  $N = 14$ . Однако результаты измерения возбужденного  $2^+$ -состояния ядра  $^{24}\text{O}$  (4,7 МэВ) [122] не подтвердили это предположение.

## 6.2. Феноменология замкнутых оболочек и распределение материи

Первые исследования ядерной плотности с помощью рассеяния электронов и рентгеновского излучения (из мюонных атомов) на стабильных ядрах показали, что нуклоны в них располагаются в объеме с постоянным распределением плотности в центре, которое уменьшается при переходе к границе ядра (рис. 6.6).

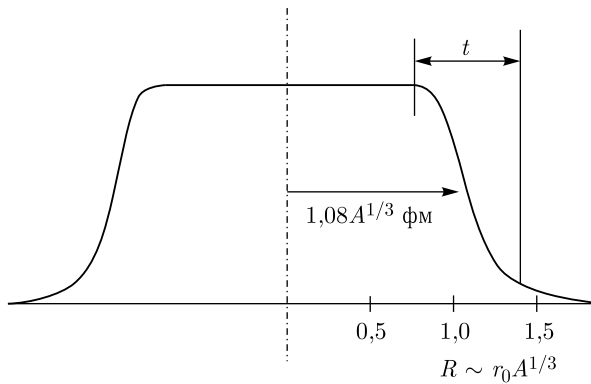


Рис. 6.6. Распределение ядерной плотности в объеме ядерной материи

При этом для легких стабильных ядер ( $N = Z$ ) нуклоны распределены в объеме ядра с радиусом  $R = 1,08A^{1/3}$  фм ( $A$  — число нуклонов), протонные и нейтронные плотности в таких ядрах примерно одинаковы:  $\rho_p(r) \approx \rho_n(r)$  и плотность в центре составляет  $\rho_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$ . Для тяжелых стабильных ядер, чтобы компенсировать эффект кулоновского отталкивания, число нейтронов должно быть большим по сравнению с протонами, что приводит к смещению положения линии стабильности в  $(N - Z)$ -диаграмме к  $N \approx 1,3Z$ . Этот эффект, проявляющийся в разности распределения нейтронной и протонной плотностей, приводит к появлению так называемой нейтронной «шубы» на периферии ядра. Измерение среднеквадратичных радиусов (root mean square — r. m. s.) распределения нуклонов в ядрах  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{208}\text{Pb}$  [5] показало, что r. m. s. распределения нейтронов в этих ядрах выше r. m. s. распределения протонов и их разность составляет 0,2 и 0,15 фм соответственно.

Добавление одного или нескольких нуклонов к ядру с помощью ядерной реакции, в том числе и с пучками радиоактивных ядер [6], позволяет менять распределения нуклонов и, соответственно, форму ядра таким образом, что, с одной стороны, это приводит к неоднородному распределению ядерной материи вблизи поверхности ядра, с другой стороны — к уменьшению энергии

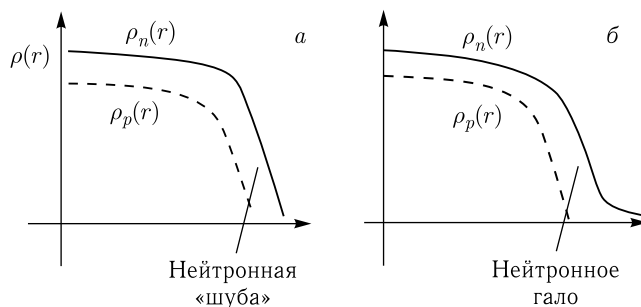


Рис. 6.7. Схема распределения плотности материи для ядер, имеющих эффект «шубы» (а) и гало (б)

отделения нуклонов вплоть до границы стабильности (drip-line). Это вызывает, как уже отмечалось выше, эффекты «шубы» и гало у экзотических ядер. Толщина диффузной поверхности ядра определяется разностью радиального распределения нейтронов и протонов:

$$S = R_n(\rho_0/2) - R_p(\rho_0/2). \quad (6.1)$$

В случае, когда  $S \approx \text{const}$ , в ядрах появляется «шуба», в противоположном случае ( $S \neq \text{const}$ ) — гало (рис. 6.7).

Явление гало в ядрах определяется слабой энергией отделения последнего или двух последних нуклонов и приводит к значительному увеличению радиуса ядра по сравнению с соседними. Эффект «шубы» обнаружен у ядер  ${}^6,8\text{He}$ ,  ${}^{32}\text{Na}$  и  ${}^{33}\text{Mg}$  [7], гало — у ядер  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11,14}\text{Be}$ ,  ${}^{17,19}\text{B}$ ,  ${}^{19}\text{C}$ ,  ${}^{22}\text{N}$ ,  ${}^{23}\text{O}$ ,  ${}^{25}\text{F}$  [5, 8–11].

Среднеквадратичный радиус связан с распределением плотности в случае сферического ядра выражением

$$\langle R_{\text{rms}}^2 \rangle = \frac{4\pi \int r^4 \rho(r) dr}{4\pi \int r^2 \rho(r) dr}. \quad (6.2)$$

В экспериментах по упругому рассеянию электронов определяется так называемый зарядовый радиус, характеризующий распределение зарядов в ядре:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}} = \frac{4\pi \int r^4 \rho(r) dr}{Z_e}. \quad (6.3)$$

Наконец, информацию о распределении ядерной материи (нейтронов и протонов) извлекают из рассеяния нейтронов на ядрах, которые не испытывают кулоновского отталкивания. Сравнение двух радиусов — зарядового и ядерной материи ( $r_m^2$ ) для стабильных ядер дает значение

$$\langle R_{\text{rms}}^2 \rangle_m = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}} - 0,64 \text{ фм}^2. \quad (6.4)$$

Изучение квадрупольных моментов для зарядовых распределений ядер показало, что сферическая форма ядер проявляется только для определенного числа нейтронов и протонов, соответствующих магическим числам: 2, 8, 20,

28, 50, 82, 126. Ядра, не являющиеся магическими, имеют деформированную форму в основном состоянии. Так же, как и в атомах, стабильность ядерных систем в случае заполнения оболочек резко увеличивается.

С появлением интенсивных пучков тяжелых ионов стало возможным синтезировать легкие ядра, удаленные от линии стабильности на 10 и более нейтронов (экзотические ядра), и изучать их свойства: среднеквадратичные радиусы, массы, энергии связи, деформации и т. д. Причем из-за короткого времени жизни этих ядер их исследования можно проводить только методом фрагментации с использованием пучков тяжелых ионов (см. гл. 2). Уже первые эксперименты показали, что свойства экзотических ядер существенно отличаются от теоретических предсказаний, берущих за основу оболочечную модель.

### 6.3. Замкнутые оболочки для ядер, удаленных от линии стабильности

В макроскопическом описании в рамках жидкокапельной модели связанная система, состоящая из  $A$  нуклонов, характеризуется энергией связи  $B$ . Значение энергии связи является предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований. В общем случае для ядер, близких к линии стабильности, она описывается формулой, получившей название формулы Бете–Вейцзеккера [12]:

$$B(N, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta A^{-1/2}, \quad (6.5)$$

где  $a_v = 15,79$  МэВ,  $a_s = 18,34$  МэВ,  $a_c = 0,71$  МэВ,  $a_a = 22,21$  МэВ и  $\delta = 12$  МэВ для четных  $A$  (для нечетных  $A$  этот параметр равен нулю).

На рис. 6.8 схематично представлена энергия связи ядер в зависимости от числа нуклонов:  $B \sim a_v A$ , что определяется несжимаемостью ядерной материи и разделением ядерных сил. Однако необходимо заметить, что несколько поверхностных нуклонов могут привести к дополнительному взаимодействию с кором ядра, что может повлиять на уменьшение энергии связи ядра. Этот поверхностный эффект играет существенную роль для легких ядер, удаленных от линии стабильности.

С другой стороны, кулоновское отталкивание вносит большой вклад в энергию связи для тяжелых ядер. Стабильность тяжелых ядер также повышается с увеличением числа нейтронов по сравнению с числом протонов (условие асимметрии масс). Более того, в ядрах с четным числом нуклонов из-за действия принципа Паули может взаимодействовать только пара нуклонов с одним и тем же угловым моментом. Этот эффект стабилизируют ядра с четным числом нуклонов по отношению к ядрам с нечетным  $A$ . Эта простая качественная интерпретация показывает сильную чувствительность энергии связи ядер, а следовательно, их стабильность, к поверхностным

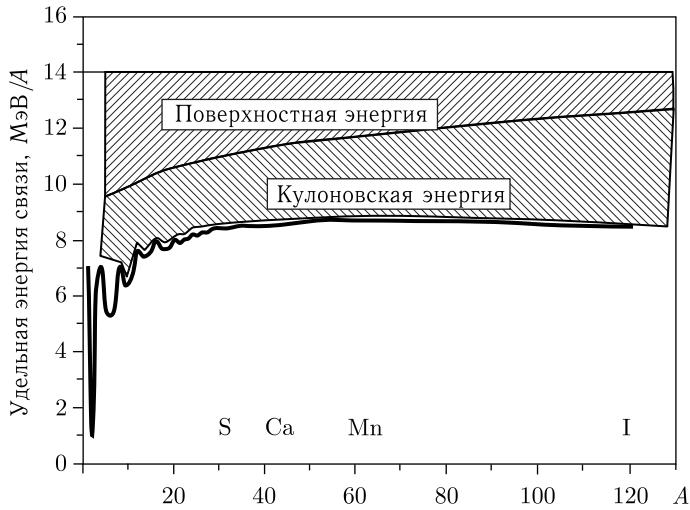


Рис. 6.8. Зависимость средней энергии связи ядер ( $B$ ) от среднего числа нуклонов ( $A$ )

эффектам, таким как «шуба», кулоновское отталкивание, гало и т. п. Однако в действительности зависимость энергии связи от  $A$  носит более сложный характер, особенно вблизи магических чисел — 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

При микроскопическом описании энергии связи с использованием модели независимых частиц, в отличие от жидкокапельной модели, предполагается, что каждый нуклон расположен в некоем среднем поле  $V_{(r)}$ , образованном другими нуклонами. Ядерный потенциал  $V_{(r)}$  в этом случае аппроксимируется гармоническим осциллятором вида

$$V_{(r)} = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + Dl^2 + Cl \cdot S, \quad (6.6)$$

где  $l$  — оператор орбитального углового момента,  $S$  — спиновый оператор. Второй член этого выражения связывает угловой момент с гармоническим осциллятором: константа  $D$  является отрицательным параметром, определяющим изменение энергии уровня  $Dh^2l(l+1)$ . Два первых коэффициента в формуле (6.5) описывают энергию связи, но не воспроизводят влияние оболочек. Учет влияния оболочек осуществляется добавлением третьего коэффициента, учитывающего «спин-орбитальное» взаимодействие и позволяющего учесть в микроскопическом подходе нерегулярности в потенциале, связанные с проявлением оболочек. Известно, что ядра, имеющие магическое число нейтронов или протонов, равное оболочечным числам, являются магическими ядрами, имеющими сферическую форму и повышенную стабильность [13]. В этой модели спин и четность ядер определяют их устойчивость, а энергетические уровни в ядре заполняются в соответствии с правилами заполнения оболочек и подоболочек (см. рис. 6.9).

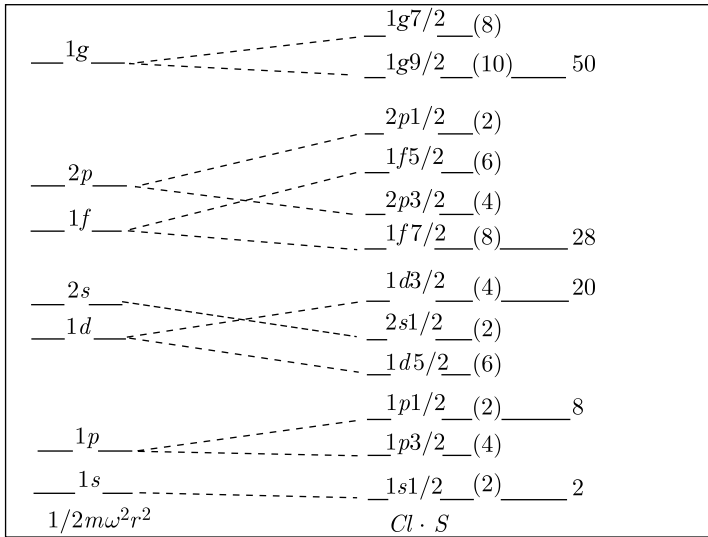


Рис. 6.9. Схема уровней и магические оболочки в рамках оболочечной модели

Чтобы совместить два подхода — «макроскопический» и «микроскопический», Бор и Моттельсон [14] создали модель так называемых «коллективных оболочек», в которой энергия возбужденного состояния ядра определяется как

$$E_j = \left( \frac{\hbar^2}{2J} \right) j(j+1), \quad (6.7)$$

где  $j$  — спин ядра, равный для четно-четных ядер  $0, 2, 4, \dots$ , а  $J$  — момент инерции ядра. Это выражение описывает индивидуальное движение нуклонов в ядре, которые слабо взаимодействуют друг с другом, а также коллективное движение нуклонов в ядре.

Таким образом, магические или дважды магические ядра являются более стабильными, чем соседние ядра.

Как было показано в гл. 3, для изотопов серы и фосфора появляется новая оболочка с  $N = 26$ . Разность энергии между экспериментальными и экстраполированными значениями масс для изотопов  $^{43}\text{P}$  и  $^{44}\text{S}$  составила 2,15 и 1,76 МэВ соответственно.

В работе [25] была сделана попытка теоретической интерпретации появления новых оболочек для нейтронно-избыточных ядер. С этой целью использовалась монте-карловская оболочечная модель (MCSM) [26, 27]. Для таких описаний эта модель имеет ряд преимуществ. Во-первых, возможность включения множества одночастичных состояний позволяет описывать большие возбуждения в ядрах. Таким образом, можно рассчитать сферические ираст-состояния, деформационные ротационные полосы, а также недеформированные состояния, используя один и тот же гамильтониан. Во-вторых,

появляется возможность использования большого числа валентных частиц. Эта особенность позволяет описывать целый ряд ядер вдоль оси изоспина, когда увеличивается число нуклонов. Наиболее эффективно это описание используется для переходов из сферической конфигурации в деформированное состояние [25]. В таком подходе изменение формы, а также возможное сосуществование различных форм деформации в одном и том же ядре рассматриваются как следствие влияния валентных нуклонов. Для объяснения такого сосуществования двух форм в ядрах вводятся эффективные одночастичные энергии. Показано, что разность в энергии между орбитами  $0d3/2$  и  $1s1/2$  для изотопов кислорода с числом нейтронов  $N = 16$  имеет максимум и составляет 6 МэВ. Это достаточно большое значение, сравнимое с расстоянием между оболочками  $sd$  и  $pf$  в ядре кальция. С ростом  $Z$ , начиная от кислорода, эта величина уменьшается и достигает своего минимума для магния и алюминия. Такое поведение одночастичных уровней происходит из-за изменения влияния нейтронной оболочки  $0d3/2$  с изменением числа протонов, что можно наблюдать на примере ядер  $^{30}\text{Si}$  и  $^{24}\text{O}$ , которые оба имеют  $N = 16$ . Ядро  $^{30}\text{Si}$  имеет 6 валентных протонов в пространстве  $sd$  над оболочкой-кором из  $Z = 8$  и является стабильным ядром, в то время как  $^{24}\text{O}$  не имеет валентных протонов. Для ядра  $^{30}\text{Si}$  уровни  $0d3/2$  и  $1s3/2$  расположены достаточно близко друг к другу, а для  $^{24}\text{O}$  уровень  $0d3/2$  расположен высоко и близко к группе оболочек  $pf$ , вследствие чего разница между  $0d3/2$  и  $1s1/2$  составляет  $\sim 6$  МэВ. Для стабильного ядра  $^{34}\text{Si}$  это значение меньше из-за большой разницы в энергиях (4 МэВ) между оболочками  $0d3/2$  и  $pf$  и объясняется сильным взаимодействием между протон-нейтронными орбитами (валентные протоны добавляются только на  $0d5/2$ , для  $Z$  от 8 до 14). Из-за сильного взаимодействия между протонами на  $0d5/2$  и нейтронами на  $0d3/2$ -орбитах большее число протонов, добавленных на  $0d5/2$ , приводит к более связанному состоянию для нейтронов на оболочке  $0d3/2$ . Поэтому уровень  $0d3/2$  расположен ниже в ядре  $^{34}\text{Si}$  по сравнению с  $^{24}\text{O}$ . Это и обуславливает магичность оболочки  $N = 16$ .

Как отмечается в работе [25], похожие тенденции имеют место и для других ядер, что приводит к новым магическим числам  $N = 6, 16$  и  $34$  для нейтронно-избыточных ядер вместо  $N = 8, 20$  и  $40$  для ядер, близких к линии стабильности. Например, для легких нейтронно-избыточных ядер, так называемых  $p$ -оболочечных ядер, вместо магического числа  $N = 8$  появляется число  $N = 6$ . Как следствие, ядро  $^8\text{He}$  является связанным, а изотопы  $^{9,10}\text{He}$  — несвязанными. Такая же ситуация имеет место для связанного магического ядра  $^{24}\text{O}$  и несвязанных  $^{25,26,27,28}\text{O}$ . С точки зрения проявления новых оболочек интерес представляют нейтронно-избыточные ядра с  $Z > 8$ . Как установлено экспериментально, граница нейтронной стабильности достигается для изотопов фтора, неона и натрия при гораздо большем соотношении нейтронов и протонов  $(N - Z)/Z$ , чем для изотопов кислорода (последний связанный изотоп  $^{24}\text{O}$ ). Удивительным является тот факт, что добавление одного протона



к ядру  $^{24}\text{O}$  позволяет удерживать в ядре фтора еще 6 дополнительных нейтронов ( $^{31}\text{F}$  имеет 22 нейтрона, а ядро  $^{24}\text{O}$  — 16 нейтронов). Экспериментально показано, что дважды магическое ядро  $^{28}\text{O}$  ( $N=20$ ) является несвязанным. Все это еще раз свидетельствует об изменении магических чисел 8, 20, 40 для ядер, удаленных от долины стабильности.

Как уже отмечалось, для  $^{31}\text{Na}$  [4] были получены аномальные значения массы и периода полураспада. Ядро  $^{31}\text{Na}$ , находящееся далеко от долины стабильности, оказалось более связанным, чем ожидалось. Такая же ситуация была обнаружена и для изотопов магния ( $^{31,32,33}\text{Mg}$ ).

Для объяснения свойств ядер в этой области было высказано предположение о нарушении привычного порядка заселения нейтронами уровней. Показано, что нейтроны не заселяются на низколежащие орбиты  $sd$ , образуя свободное дырочное состояние, а переходят на более высоко расположенные орбиты  $pf$ , образуя заполненное состояние. Это приводит к тому, что ядро становится деформированным. Напомним, что такое состояние получило название «внедренное» (intruder), а область ядер, где проявляются подобные эффекты, — область инверсии.

Такой подход позволил описать характеристики ядра  $^{31}\text{Na}$ , полученные экспериментально. В рамках обычной оболочечной модели с USD-взаимодействием (SM USD) для основного состояния  $^{31}\text{Na}$  получается значение спина  $5/2^+$ , если принять конфигурацию  $0p0h$ . Использование модели MCSM позволило получить значение спина  $3/2^+$  для основного состояния, измеренного экспериментально. Это достигается использованием существенно большего модельного пространства в модели MCSM по сравнению с SM USD. В работе [28] показано, что учет  $2p2h$ -конфигурации позволяет воспроизвести экспериментальные значения основного и первого возбужденного состояний ядра  $^{31}\text{Na}$ : первое возбужденное состояние имеет спин  $5/2^+$  и уровень 310 кэВ.

Область инверсии существует для нейтронно-избыточных изотопов фтора. Главная трудность в описании свойств изотопов фтора заключается во влиянии малого числа протонов на процесс заполнения нейтронных оболочек, что приводит к аномальному заселению нейтронов из  $sd$ - в  $pf$ -оболочки. В работе [28] была сделана попытка описания характеристик большой группы изотопов фтора, неона, магния и кремния в рамках модели MCSM.

Между тем свойства изотопов  $^{29}\text{F}$  и  $^{26,28}\text{O}$  трудно описать только в рамках модели MCSM, которая не могла объяснить несвязанность  $^{26,28}\text{O}$  и связанное состояние  $^{29}\text{F}$ . Добавление одного протона к ядру кислорода делает возможным заселение нейтронов на  $0d3/2$ -орбите. Это приводит к тому, что нейтронно-избыточные изотопы фтора с  $N > 16$  становятся связанными, хотя энергия связи имеет небольшое значение. Если сравнить ядра  $^{27}\text{F}$  и  $^{29}\text{F}$ , то первое из них имеет одну валентную «дырку», а второе не имеет «дырочного» состояния. В этом случае увеличивается энергия связи и появляется валентная, незанятая конфигурация. Авторы работы [28] предполагают, что ядро  $^{29}\text{F}$  должно быть несвязанным в  $0p0h$ -конфигурации. Таким образом,

для нейтронной оболочки  $N = 20$  маловероятно получить несвязанное состояние  $^{26,28}\text{O}$  и связанное состояние  $^{29}\text{F}$ . Последнее ядро становится связанным только благодаря смешиванию  $2p2h$ - и даже  $4p4h$ -состояний, а значит, является достаточно деформированным ядром. То же самое можно сказать о других  $N = 20$  изотопах  $^{30}\text{Ne}$  и  $^{32}\text{Mg}$  — они также должны быть сильно деформированными согласно предсказаниям [28].

Как следует из вышесказанного, в расчетах энергии связи ядер может появиться некоторое увеличение их энергии связи за счет эффектов деформации. Смешивание оболочечных конфигураций влечет за собой смешивание форм, т. е. для одного и того же ядра можно наблюдать различные формы — деформированные и сферические (сосуществование двух форм).

На рис. 6.10, взятом из работы [29], представлены результаты расчетов форм потенциальной энергии для изотопов  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{34}\text{Si}$  в зависимости от деформации. Наличие локальных минимумов для деформаций, отличных от сферических, указывает на так называемое сосуществование форм, а возможно, и на существование изомеров формы. Таким образом, для этих ядер можно сформулировать определение области инверсии как области, где для основного состояния ядра  $2p2h$ -конфигурация имеет больший вклад по сравнению с  $0p0h$ .

Величина смешивания  $0p0h$ - и  $2p2h$ -конфигураций показана на рис. 6.11 [29], где представлена зависимость среднего числа нейтронов на  $pf$ -оболочке от числа нейтронов в ядре. Видно, что ядро  $^{32}\text{Mg}$  можно рассматривать как чисто  $2p2h$ -конфигурацию. Кроме того, в представленной зависимости наблюдается максимум для  $N = 20$ . Максимальный вклад конфигурации  $2p2h$  наблюдается для  $N = 20$ , и это влияние сохраняется вплоть до  $N = 24$ . Для  $N = 16$  вклад внедренных (intruders) конфигураций незначителен из-за того, что в этом случае все ограничивается орбитой  $1s_{1/2}$ , которая достаточно удалена от  $pf$ .

Таким образом, для области ядер  $N = 20$  и  $N = 28$  проявляются новые свойства, приводящие к сосуществованию разных форм деформации, нарушению правил заполнения оболочек, сильной деформации вблизи оболочечных

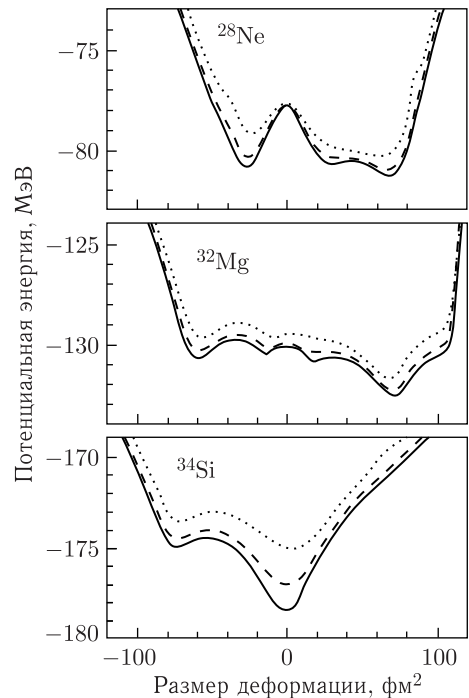


Рис. 6.10. Поверхность потенциальной энергии для ядер  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{34}\text{Si}$  [29]

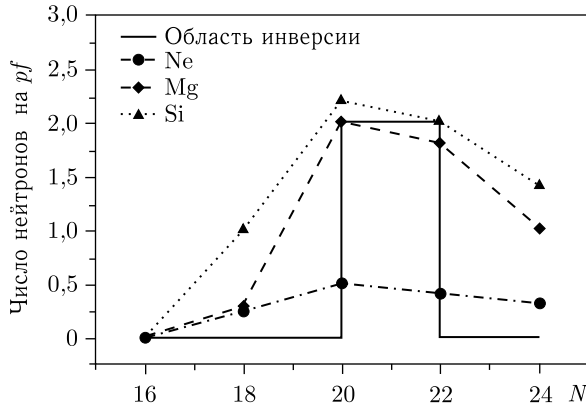


Рис. 6.11. Зависимость среднего числа нейтронов на  $pf$ -оболочке от числа нейтронов в ядре [29]

чисел, изменению значения магических чисел. Все это делает эту область ядер чрезвычайно интересной для экспериментальных исследований и тестирования теоретических моделей. Получение новой информации о структуре этих ядер позволяет более однозначно экстраполировать теоретические и экспериментальные данные в область более тяжелых ядер.

#### 6.4. Методы получения нейтронно-избыточных ядер легких элементов вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$

Частично проблемы синтеза легких нейтронно-избыточных ядер мы коснулись в гл. 2, однако, учитывая специфику получения более тяжелых ядер, мы хотели бы еще раз остановиться на этой проблеме.

При взаимодействии двух ядер происходит более сложный процесс, чем тот, что соответствует так называемой фрагментации.

Для приближенной оценки сечения синтеза таких ядер можно использовать упрощенное выражение  $\sigma = \exp(-0,1763Z_{\text{beam}})$ .

С использованием значений сечений вычисляется выход вторичных продуктов в зависимости от энергии. Выражения для интенсивности вторичных продуктов имеют следующий вид [32]:

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} \left( \frac{N_A}{A_T} \right) \sigma_{\text{cs}} \frac{E^{2/3}}{\sigma_{\text{frag}} Z_T \left( \frac{Z_B^2}{A_B} - \frac{Z_F^2}{A_F} \right)} \frac{\Delta_{\text{угл}} \sqrt{E}}{\sigma_{\text{frag}}} \frac{\Delta_{\text{имп}} \sqrt{E}}{\sigma_{\text{frag}}}, \quad (6.8)$$

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} e^{-0,1763Z_B} \frac{E^{5/2}}{\sigma_{\text{frag}}^3 \left( \frac{Z_B^2}{A_B} - \frac{Z_F^2}{A_F} \right)}. \quad (6.9)$$

На рис. 6.12 представлены вычисления по программе LISE зависимости максимального выхода изотопа  $^{28}\text{O}$  от энергии. Сплошной кривой обозначена зависимость в виде функции  $aE^b$ , где  $b = 2,491$ . Эта функция неплохо описывает расчетные значения выходов изотопов, что подтверждает предположение о пропорциональности интенсивности вторичного пучка энергии. Из этого следует, что чем выше энергия первичного пучка, тем больше выход вторичных продуктов. Поэтому в случае постоянной интенсивности первичного пучка синтезировать новые изотопы предпочтительнее на ускорителях с релятивистскими энергиями. Однако интенсивности на таких ускорителях (например, в GSI) на несколько порядков ниже, чем на ускорителях ионов промежуточных энергий.

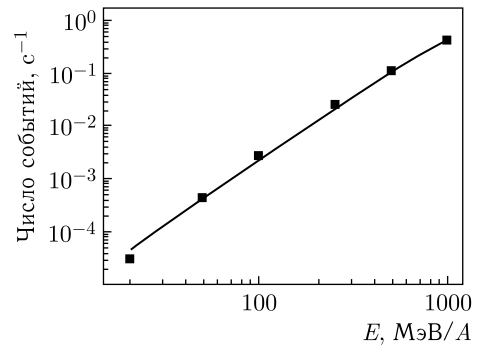


Рис. 6.12. Энергетическая зависимость максимального выхода изотопа  $^{28}\text{O}$ , вычисленная по программе LISE [60]

Таким образом, можно сделать вывод, что для синтеза нейтронно-избыточных изотопов в области оболочки  $N = 20$  наиболее эффективным является пучок ядер  $^{36}\text{S}$ . Точно так же можно прийти к заключению, что для синтеза ядер вблизи оболочки  $N = 28$  необходимо использовать пучок  $^{48}\text{Ca}$ . При оценке выходов различных изотопов в реакциях фрагментации бомбардирующего ядра обычно пользуются одной из версий программы LISE [60]. Однако и она не дает хорошего согласия с экспериментальными данными для ядер у границ стабильности. Поэтому экспериментаторы пользуются экстраполяциями данных по последним известным изотопам.

Реакции многонуклонных передач при энергии  $^{40}\text{Ar}$  около 10 МэВ/А были впервые использованы для получения нейтронно-избыточных ядер легких элементов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [34]. Эти реакции имеют ряд преимуществ по сравнению с реакциями фрагментации: возможность получения изотопов с  $Z$  и  $A$  больше, чем у бомбардирующей частицы, и более высокое сечение образования продукта.

В работе [31] было проведено систематическое изучение сечений образования нейтронно-избыточных изотопов в зависимости от энергии бомбардирующей частицы и ее нуклонного состава. На рис. 6.13 представлены измеренные в работе [31] сечения образования изотопов кислорода в зависимости от энергии  $^{32}\text{S}$ . Из рисунка видно, что сечения растут до значений энергии 15–20 МэВ/А, а далее практически не зависят от энергии. На этом же рисунке представлены результаты расчета сечения образования изотопов кислорода в предположении бинарного механизма реакции с использованием микроскопической транспортной модели [35].

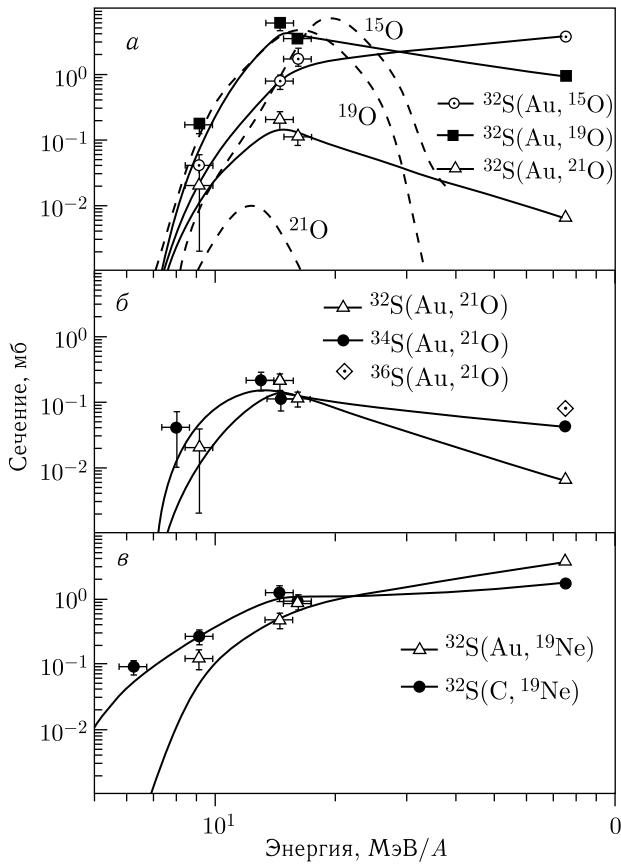


Рис. 6.13. Зависимость сечения образования различных изотопов кислорода и неона от энергии [31]

Сечения образования конечных продуктов в этих реакциях после девозбуждения образующихся начальных ядер рассчитывались на основе статистической теории распада. Из экспериментальных данных и расчетов, которые фактически определяли сечение глубоконеупругих реакций передач, был сделан вывод, что их вклад в сечение образования как нейтронно-избыточных, так и нейтронно-дефицитных изотопов является определяющим в области низких энергий. Тогда как для промежуточных энергий основной вклад в сечение образования ядер вносят реакции фрагментации, хотя при этих энергиях до 30–40 МэВ/А еще заметен вклад реакций многонуклонных передач.

Для синтеза ядер с очень высоким соотношением нейтронов и протонов, например  $^{56,58,60}\text{Ca}$ , трудно подобрать реакции фрагментации, и единственным возможным методом синтеза таких ядер являются реакции глубоконеупругих передач. В работе [36] сделана попытка оценить сечения образования сильно нейтронно-избыточных ядер в реакциях передачи (рис. 6.14). На основе

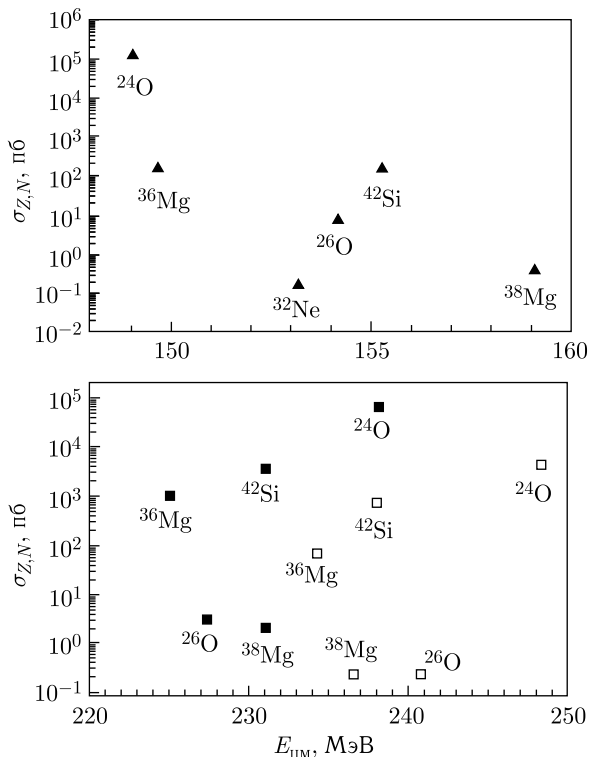


Рис. 6.14. Ожидаемое максимальное сечение образования различных нейтронно-избыточных изотопов в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{124}\text{Sn}$  (▲),  $^{232}\text{Th}$  (■),  $^{248}\text{Cm}$  (□) для различных энергий [35, 36]

описания эволюции распада двойной ядерной системы с учетом энергии возбуждения конечных продуктов были рассчитаны выходы нейтронно-избыточных изотопов  $^{26}\text{O}$ ,  $^{32}\text{Ne}$ ,  $^{36,38}\text{Mg}$ ,  $^{42}\text{Si}$  и  $^{56,58,60}\text{Ca}$  в различных реакциях передачи. Выбор бомбардирующего ядра и мишени в основном определяется минимизацией  $Q$ -реакции. Видно, что наибольшее сечение образования изотопов кислорода, магния и кремния в реакциях с Th-мишенью. Из расчетов следует, что сечения образования изотопов  $^{56,58,60}\text{Ca}$  в реакции  $^{48}\text{Ca} + \text{Th}$  могут составлять  $10^4$ ,  $10^2$  и  $10^{-1}$  пб соответственно. Эти сечения существенно выше тех, которые ожидаются в реакции фрагментации. Поэтому реакции малонуклонной передачи могут оказаться эффективным методом синтеза супернейтронно-избыточных ядер легких элементов. Кроме того, двухтелность реакции передачи позволяет с использованием метода недостающих масс определять массу искомого ядра и таким образом рассчитывать энергию связи или стабильность этого ядра. Для нейтронно-избыточных ядер легких элементов эффективным может оказаться деление трансурановых ядер под действием тяжелых ионов в широком диапазоне энергий [108].

### 6.5. Нейтронно-избыточные изотопы кислорода и фтора

Аномалия в свойствах изотопов кислорода на границе нейтронной стабильности является одной из интригующих проблем современных экспериментальных и теоретических исследований. Как отмечалось выше, линия нейтронной стабильности для изотопов кислорода обрывается на  $^{24}\text{O}$  ( $N=16$ ), тогда как для изотопов фтора доходит до  $^{31}\text{F}$  ( $N=22$ ). Поэтому важно понять, почему стабильность ядер сильно изменяется при переходе от кислорода к фтору и что позволяет удерживать в ядре 6 дополнительных нейтронов, при добавлении всего одного протона к ядру  $^{24}\text{O}$ :  $(+1p + 6n) \rightarrow ^{31}\text{F}$ .

Использование первичных пучков бомбардирующих ионов редких разделенных изотопов ( $^{36}\text{S}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ) позволило синтезировать нейтронно-избыточные изотопы кислорода и исследовать их свойства [37].

Уровни ядра  $^{22}\text{O}$  были измерены впервые в работе [38] и впоследствии были уточнены при более высокой интенсивности вторичного пучка  $^{22}\text{O}$  с использованием установки с большей эффективностью регистрации [37]. Схема уровней ядра  $^{22}\text{O}$ , измеренная в работе [37], представлена на рис. 6.15 в сравнении с расчетными значениями уровней, полученными в рамках оболочечной модели [39]. Видно хорошее согласие между измеренными и расчетными значениями уровней. Для получения согласия расчетных и экспериментальных значений энергии уровней  $^{22}\text{O}$  в работе [40] было сделано предположение, что вклад состояний  $0p0h$  составляет 77%,  $2p2h$  — около 22% и  $4p4h$  — всего 1%.

Доминирование состояния  $0p0h$  указывает на сферическую конфигурацию ядра  $^{22}\text{O}$ . Вывод о сферической форме этого ядра подтверждается также тем, что его первое возбужденное состояние достаточно высоко (3199 кэВ)

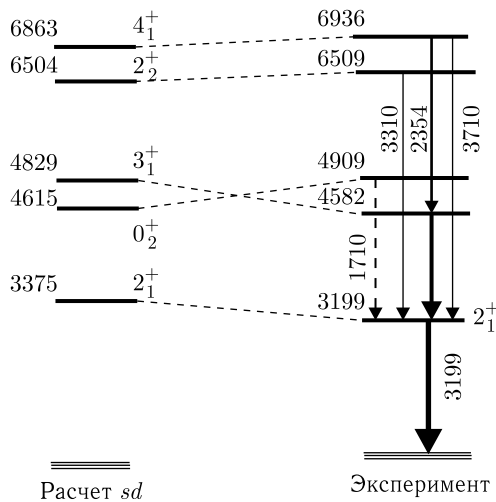


Рис. 6.15. Экспериментальная и расчетная схема уровней ядра  $^{22}\text{O}$  [37, 38]

расположено над основным состоянием. Для изотопов  $^{20}\text{O}$  и  $^{21}\text{O}$  первые возбужденные состояния имеют несколько меньшие значения энергий: 1675(4) и 1218(4) кэВ соответственно. Первое возбужденное состояние в этих ядрах описывается как  $1p1h$  конфигурация: одна частица в состоянии  $s1/2$  или  $d3/2$  и одно дырочное состояние на орбитали  $d3/2$ .

Впоследствии было показано, что свойства нейтронно-избыточных изотопов кислорода хорошо воспроизводятся в рамках оболочечной модели с USD взаимодействием. Появление новых магических чисел ( $N = 14$  и  $16$ ) объясняет сдвиг первого возбужденного уровня на величину больше 3–4 МэВ. Заметим, что первые возбужденные уровни для изотопов кремния и магния имеют значение  $\sim 1$  МэВ.

В принципе, и до этого проводились активные исследования свойств изотопов кислорода. Так, возбужденные состояния изотопов кислорода  $^{22}\text{O}$  были измерены в реакциях многонуклонных передач [41]. Было обнаружено, что первое возбужденное состояние  $2^+$  для  $^{22}\text{O}$  ( $N = 16$ ) имеет значение 3,190 МэВ. Это почти в два раза больше, чем для других изотопов кислорода с меньшим числом нейтронов ( $N \leq 12$ ), что указывает на возможное существование оболочки с  $N = 14$ . Выводы о существовании оболочки  $N = 14$  подтверждаются и другими экспериментальными данными. Так, в экспериментах по упругому рассеянию  $^{22}\text{O}$  на золотой мишени была измерена величина  $B(E2)$  для  $^{22}\text{O}$ , которая имела большее значение, чем следует из расчетов. В работе [11] были измерены сечения взаимодействия различных изотопов: азота, кислорода, фтора, неона, натрия и магния. В результате анализа данных сделано предположение о существовании для этих ядер нейтронной оболочки  $N = 16$ . Анализ зависимости энергии связи  $S_{2n}$  от числа нейтронов для большой группы  $sd$ -ядер также указывает на возможное проявление оболочки  $N = 16$  [24, 44, 45].

Исследования свойств изотопов кислорода в широком диапазоне числа нейтронов позволяют провести проверку различных теоретических моделей. Достаточно сильная протонная оболочка  $Z = 8$  препятствует появлению даже малой деформации в ядрах изотопов кислорода. Использование протестированных на изотопах кислорода теоретических моделей должно дать ответ на вопрос, почему  $^{24}\text{O}$  является последним связанным изотопом кислорода, в то время как магическое ядро  $^{28}\text{O}$  является несвязанным. В недавно полученной экспериментальной информации о структуре близко расположенных ядер  $^{22}\text{O}$ ,  $^{23,25}\text{F}$  [46–49] для  $^{22}\text{O}$  было найдено большое значение энергии  $E(2^+) = 3,19$  МэВ. На основе этого был сделан вывод о том, что при описании более тяжелых изотопов кислорода их нужно рассматривать как кор с добавлением к нему валентных нейтронов. Аналогичный подход можно использовать при переходе от  $^{23}\text{F}$  к  $^{25}\text{F}$ , поскольку ядро  $^{23}\text{F}$  тоже имеет большое значение первого возбужденного состояния.

Сравнение энергий низколежащих уровней  $^{22}\text{O}$  и  $^{23}\text{F}$  указывает на то, что добавление к ядру  $^{22}\text{O}$  одного протона не изменяет структуру кора. Однако



Таблица 6.1. Значения энергий и интенсивностей  $\gamma$ -переходов для уровней ядра  $^{25}\text{F}$ 

$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , отн. ед.	$I_\gamma$ (на 100 распадов)
$574,7 \pm 0,5$	$24,3 \pm 2,8$	$9,5 \pm 0,9$
$1613,4 \pm 1,2$	$29,8 \pm 5,0$	$11,6 \pm 1,8$
$1702,7 \pm 0,7$	$100 \pm 6,7$	$39,1 \pm 2,6$
$2188,6 \pm 1,3$	$18,5 \pm 4,3$	$7,2 \pm 1,6$

ситуация изменяется при добавлении двух нейтронов, например, при переходе от ядра  $^{23}\text{F}$  к  $^{25}\text{F}$ . Схема уровней для этого ядра представлена в табл. 6.1, из которой видно, что в ядре  $^{25}\text{F}$  появляются низколежащие уровни и, очевидно, это ядро является деформированным [50].

В случае, когда ядро  $^{25}\text{F}$  является недеформированным, первый возбужденный уровень должен иметь значение энергии  $\sim 3,5$  МэВ [50]. Отсутствие более тяжелых стабильных изотопов кислорода (тяжелее  $^{24}\text{O}$ ) означает, что потенциальная энергия для изотопов кислорода не может иметь локальных минимумов, кроме основного состояния, соответствующего сферической конфигурации.

Экспериментальные исследования структуры изотопов  $^{23,24}\text{O}$  являются сложной методической задачей из-за низкой вероятности их образования в ядерных реакциях. Даже в оптимальных для их синтеза реакциях с использованием фрагментации ионов  $^{36}\text{S}$  или  $^{48}\text{Ca}$  выход этих ядер не превышает значения нескольких десятков событий в минуту при интенсивности первичного пучка 100 рпА. Несмотря на это, в последнее время было проведено несколько экспериментов по изучению свойств изотопов  $^{23,24}\text{O}$ . Так, в работе [37] была предпринята попытка измерить первые возбужденные уровни в этих ядрах. Используемая экспериментальная установка, состоящая из 74  $\text{BaF}_2$ -детекторов, позволяла регистрировать  $\gamma$ -кванты после распада возбужденных состояний исследуемых ядер в широком диапазоне энергий (100–4000 кэВ) и с высокой эффективностью. Однако в этом энергетическом диапазоне не было обнаружено возбужденных состояний, соответствующих  $^{23,24}\text{O}$ . На основании этого был сделан окончательный вывод, что уровни  $d3/2$  для изотопов  $^{23,24}\text{O}$  являются несвязанными (т.е. значения энергии связи для  $d3/2$ -уровней изотопов кислорода с числом нейтронов  $N > 15$  отрицательные).

Влияние замкнутой нейтронной оболочки  $N = 16$  исследовалось также в работе [40]. Из табл. 6.2, взятой из работы [52], видна тенденция изменения значений  $E(2^+)$  и  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  для изотонов  $N = 16$  в зависимости от атомного номера  $Z$ . Как следует из этой таблицы, значение энергии  $2^+$ -состояния имеет максимум для  $^{24}\text{O}$  и почти в два раза превосходит значения  $2^+$  для других изотонов (для  $^{34}\text{Ar}$  это значение составляет 1,98 МэВ).

Таблица 6.2. Значения деформации, энергии уровней  $2^+$ , вероятности  $B(E2)$  для изотопов O–Ar [52]

Ядро	$\beta_{\text{расч}}$		$E(2^+)$ , МэВ		$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^4$	
	Основное состояние	$2^+$	Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.
$^{34}\text{Ar}$	0,27	0,31	1,98	2,09	306	$240 \pm 40$
$^{32}\text{S}$	0,31	0,32	1,78	2,23	254	$300 \pm 13$
$^{30}\text{Si}$	0,39	0,37	2,11	2,23	220	$215 \pm 10$
$^{28}\text{Mg}$	0,39	0,43	1,5	1,47	202	$350 \pm 5$
$^{26}\text{Ne}$	0,31	0,37	2,19	2,02	86	$228 \pm 41$
$^{24}\text{O}$	—	—	3,81	—	15	—

На основании этого сделан вывод о сферической структуре ядра  $^{24}\text{O}$ , так же как и ядра  $^{22}\text{C}$ .

Исследование свойств нейтронно-избыточных изотопов фтора представляет самостоятельный интерес. Недавнее обнаружение стабильного изотопа  $^{31}\text{F}$  [53, 54] показывает, что мы еще мало знаем о свойствах этих ядер, расположенных у границ ядерной стабильности.

Систематика уровней для изотопов фтора представлена в работе [45]. Из изотопов фтора интерес представляет ядро  $^{23}\text{F}$  в связи с возможным проявлением оболочки  $N = 14$ . На рис. 6.16 показаны экспериментально измеренные уровни ядер  $^{23}\text{F}$  и  $^{22}\text{O}$  в сравнении с расчетными значениями, полученными в рамках оболочечной модели для  $sd$ -оболочки [38, 46]. Высоколежащие энергетические уровни и хорошее согласие экспериментальных значений с расчетными подтверждают вывод, что нечетный изотоп  $^{23}\text{F}$  является сферическим ядром, что может свидетельствовать также о влиянии нейтронной оболочки  $N = 14$ . Надо отметить, что впервые влияние оболочки

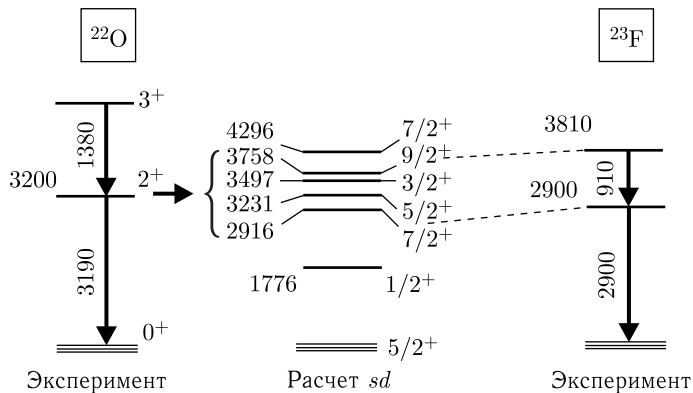


Рис. 6.16. Схема уровней ядер  $^{22}\text{O}$  и  $^{23}\text{F}$ , измеренных экспериментально [37, 46, 68], в сравнении с расчетной схемой, полученной на основе оболочечной модели [40]

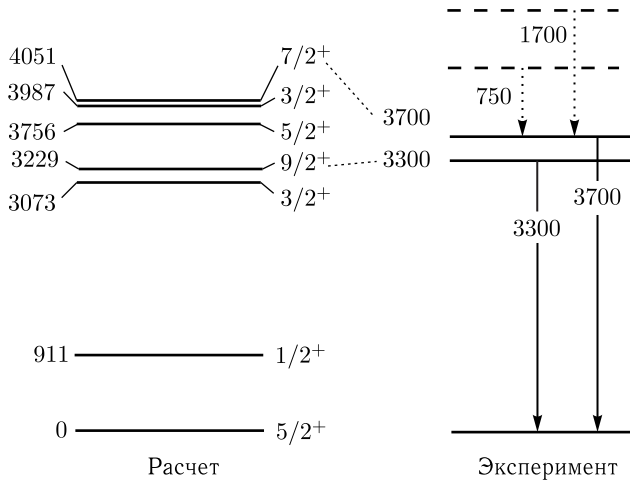


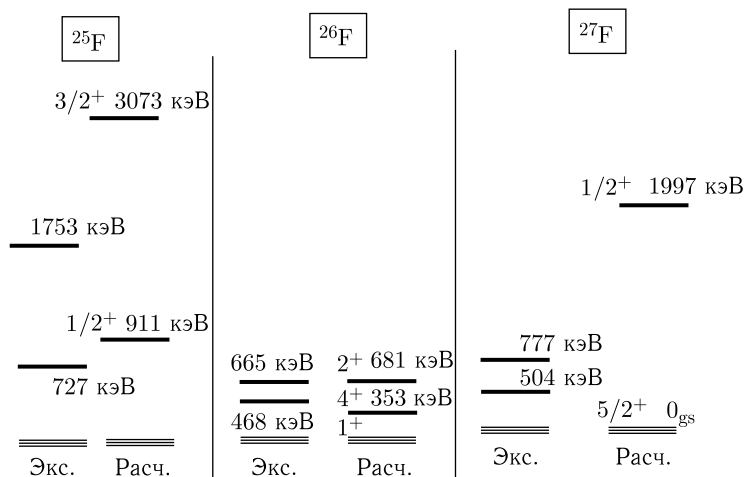
Рис. 6.17. Экспериментальная и расчетная схема уровней ядра  $^{25}\text{F}$  [46, 40]

$N = 14$  на структуру изотопов кислорода было заявлено в работе [42], в которой исследовалось квазиупругое рассеяние ядер  $^{22}\text{O}$  на мишени  $^{197}\text{Au}$ .

Ядро  $^{25}\text{F}$  впервые было исследовано в работе [38], где экспериментально измерялись уровни для этого ядра. Полученная схема представлена на рис. 6.17. Здесь же представлены расчеты, выполненные на основе оболочечной модели [40]. Из сравнения схем уровней ядер  $^{23}\text{F}$  и  $^{22}\text{O}$  с уровнями ядер  $^{25}\text{F}$  и  $^{24}\text{O}$  в работе [38] было сделано предположение о том, что первое возбужденное состояние ядра  $^{24}\text{O}$  должно иметь значение  $\sim 3300$  кэВ. Кроме того, было высказано предположение, что  $^{24}\text{O}$  является сферическим ядром. Экспериментальное исследование структуры ядра  $^{27}\text{F}$  было проведено в реакции  $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{25,26,27}\text{F})$  [57] при энергии 40 МэВ/А. В качестве водородной мишени использовалась криогенная мишень.

Использование криогенной мишени позволило существенно увеличить количество атомов мишени и, соответственно, статистику при относительно низкой интенсивности вторичного пучка  $^{27}\text{F}$ . Было подтверждено существование возбужденных уровней для изотопов фтора  $^{25,26,27}\text{F}$  в отличие от нейтронно-избыточных изотопов кислорода. Было обнаружено также сильное изменение структуры нейтронно-избыточных изотопов фтора при приближении к границе стабильности.

Результаты работы [57] в сопоставлении с экспериментальным фактом обнаружения  $^{31}\text{F}$  как связанного ядра позволяют прояснить ситуацию относительно стабильности изотопов фтора: рост деформации нейтронно-избыточных ядер фтора способствует увеличению их стабильности. На рис. 6.18 представлены энергетические спектры гамма-излучения изотопов  $^{25-27}\text{F}$ . Здесь же представлены расчетные схемы уровней для этих ядер. Для расчетов использовалась оболочечная модель [56], позволяющая рассчитывать схему уровней для сферических ядер на основе  $sd$ -приближения. Согласно этим расчетам

Рис. 6.18. Схемы уровней возбужденных состояний  $^{25,26,27}\text{F}$  [57]

основное состояние  $^{25}\text{F}$  имеет спин  $5/2^+$ , а возбужденные состояния должны иметь  $1/2^+$  и  $3/2^+$ , соответствующие энергиям 911 и 3373 кэВ. Для  $^{26}\text{F}$  мультиплет  $\pi d5/2\nu d3/2$  приводит к тому, что основное состояние —  $1^+$ , а первое возбужденное состояние  $2^+$  будет иметь значение энергии 681 кэВ. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений наблюдалось только для изотопов  $^{25}\text{F}$  и  $^{26}\text{F}$ .

Для  $^{27}\text{F}$  полученные значения уровней 504 и 777 кэВ сильно отличаются от теоретических предсказаний, согласно которым первый возбужденный уровень должен находиться при энергии 1997 кэВ. Расчеты, проведенные на основе оболочечной модели в конфигурации  $sdpf$ , дают значение 1,1 МэВ. Это значение близко к экспериментальному значению 777 кэВ. Измеренное значение 504 кэВ не удается воспроизвести в расчетах. Вероятно, для получения согласия между расчетными и экспериментальными значениями необходимо привлечь другой механизм протон-нейтронного взаимодействия. Ядерная стабильность изотопа  $^{29}\text{F}$  была впервые экспериментально установлена в работе [58]. Большинство теоретических расчетов предсказывало ядерную стабильность  $^{29}\text{F}$ . С этой точки зрения обнаруженная стабильность  $^{29}\text{F}$  не явилась неожиданностью хотя бы из-за того, что это ядро является магическим по числу нейтронов. Впоследствии были проведены эксперименты по измерению периода полураспада  $^{29}\text{F}$ , который оказался равным 2,5 мс [50]. Экспериментально полученные значения периодов полураспада  $T_{1/2}$  для различных нейтронно-избыточных изотопов кислорода, фтора и неона представлены в табл. 6.3 [50].

Как показано в работе [60], получить согласие между экспериментальными и расчетными значениями периодов полураспада нейтронно-избыточных ядер удастся только при использовании в расчетах  $sdpf$ -пространства [61].

Таблица 6.3. Периоды полураспада и вероятности нейтронной эмиссии для некоторых нейтронно-избыточных ядер

Ядро	$T_{1/2}$ , мс	$P_n$ , %
$^{24}\text{O}$	$65 \pm 5$	$18 \pm 6$
$^{25}\text{F}$	$50 \pm 5$	$14 \pm 5$
$^{26}\text{F}$	$10,2 \pm 1,4$	$11 \pm 4$
$^{27}\text{F}$	$6,5 \pm 1,1$	$90 \pm 10$
$^{29}\text{F}$	$2,9 \pm 0,8$	—
$^{28}\text{Ne}$	$18 \pm 3$	—
$^{29}\text{Ne}$	$19 \pm 9$	$27 \pm 9$
$^{30}\text{Ne}$	$7 \pm 2$	—

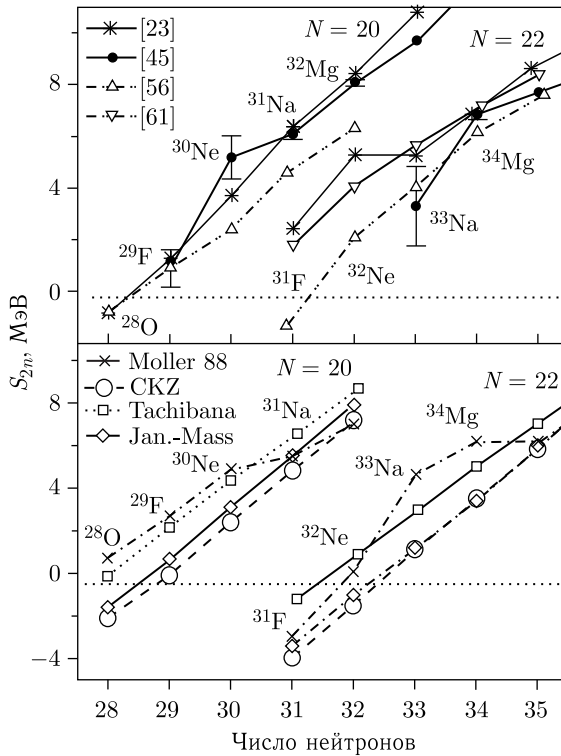


Рис. 6.19. Зависимость энергии связи двух нейтронов  $S_{2n}$  для нейтронно-избыточных изотопов легких элементов

Наоборот, разница между расчетами в  $sd$ -пространстве и экспериментальными значениями увеличивается с ростом нейтронного избытка [62]. Это подтверждает вывод об увеличивающейся деформации с ростом нейтронного избытка.

Экспериментально факт ядерной стабильности  $^{31}\text{F}$  был установлен в работе [63]. В реакции  $^{40}\text{Ar}(94 \text{ МэВ/А}) + \text{Ta}$  среди продуктов фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  (94,1 МэВ) было обнаружено 8 событий, соответствующих изотопу  $^{31}\text{F}$ .

До этого существовали различные предсказания стабильности супернейтронно-избыточного ядра  $^{31}\text{F}$ . Расчетные зависимости энергии отделения двух нейтронов  $S_{2n}$  для различных изотопов легких элементов представлены на рис. 6.19. Положительные значения  $S_{2n}$  означают ядерную стабильность по отношению к эмиссии двух нейтронов. Значения  $S_{2n}$  были рассчитаны в рамках нескольких подходов к формулам масс: жидкокапельной модели [23] и оболочечных моделей [64, 65]. Только жидкокапельная модель [23], включающая в себя микроскопические и макроскопические поправки к жидкокапельной части, предсказывает ядерную стабильность  $^{31}\text{F}$ . Более того, как следует из представленных зависимостей  $S_{2n}$ , изотоп  $^{31}\text{F}$  более связан, чем  $^{29}\text{F}$ : значения  $S_{2n}$  равны 2,46 и 1,26 МэВ соответственно [23]. В рамках этой модели предсказана также стабильность изотопов  $^{31,32}\text{Ne}$ , которые были обнаружены впоследствии [66].

Несмотря на то, что в указанных выше оболочечных моделях учитывались эффекты деформации, они предсказали, что  $^{31}\text{F}$  является несвязанным ядром. В этих моделях использовалось более слабое взаимодействие  $sd + fp$ , чем в модели [64]. Таким образом, только учет эффектов деформации может объяснить ядерную стабильность  $^{31}\text{F}$ , а возможно, и  $^{29}\text{F}$ , вопреки ожидаемой сферической конфигурации, связанной с оболочкой  $N = 20$ . Окончательный ответ на этот принципиальный вопрос могут дать эксперименты по непосредственному измерению масс или деформаций в этой области ядер.

## 6.6. Нейтронно-избыточные изотопы неона

Схемы уровней  $^{26,28}\text{Ne}$ , измеренных в работах [47, 68], представлены на рис. 6.20. Здесь же даны расчетные значения, полученные на основе оболочечной модели с учетом  $sd$ -взаимодействия. Видно хорошее согласие между экспериментальными и расчетными значениями уровней для этого ядра. Это подтверждает предположение о том, что  $^{26}\text{Ne}$  является сферическим ядром и не входит в группу ядер так называемой области инверсии. Аналогичная ситуация наблюдается для изотопов  $^{25,27}\text{Ne}$  [47]. Однако эта тенденция для изотопов неона изменяется с увеличением нейтронного избытка. Изотопы  $^{27,28}\text{Ne}$  были впервые обнаружены и идентифицированы как связанные ядра в реакции фрагментации ионов  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 205 МэВ/А на бериллиевой мишени [69] спустя несколько лет после открытия  $^{26}\text{Ne}$  в реакции многонуклонных передач [70]. Здесь же дается сравнение экспериментальных значений уровней с расчетами по оболочечной модели [65] и MCSM [71]. Расчеты в рамках MCSM выполнялись в более широком модельном пространстве  $sd + pf$ . Как видно из представленной на рис. 6.20 схемы, в рамках  $sd$ -пространства не удастся воспроизвести экспериментальную схему уровней.

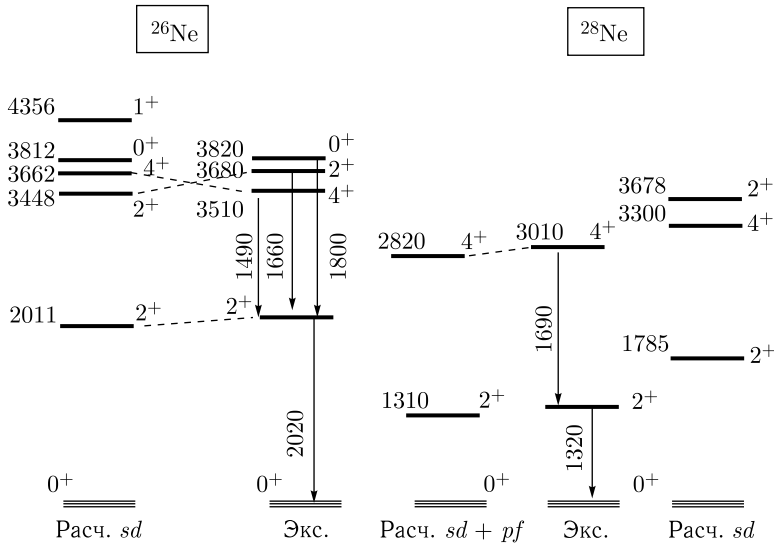


Рис. 6.20. Расчетная и экспериментальная схемы уровней  $^{26,28}\text{Ne}$  [47]

Только использование в расчетах более широкого базиса  $sd + pf$  дает удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных значений энергий уровней. По мнению авторов [71], это свидетельствует о том, что ядро  $^{28}\text{Ne}$  имеет деформированное состояние. Приведенная схема распада была позднее подтверждена в работе [16, 72].

Особый интерес среди изотопов неона представляет  $^{30}\text{Ne}$ . Впервые это ядро наблюдалось в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  при энергии 44 МэВ/А [73]. Это ядро имеет магическое число нейтронов ( $N = 20$ ).

Как было сказано выше, при исследовании изотопов с  $N = 20$  ( $^{31}\text{Na}$ ,  $^{32}\text{Mg}$ ) был выявлен целый ряд их необычных свойств, а именно:

- бóльшая энергия связи, чем предсказывалось ранее из экстраполяции [4], а также низколежащее первое возбужденное состояние для  $^{31}\text{Na}$ ;
- достаточно низкое значение энергии  $E(2^+)$  в ядре  $^{32}\text{Mg}$  и большое значение  $B(E2) \approx 454 e^2 \cdot \text{фм}^4$ .

В кулоновском возбуждении были обнаружены также низколежащие возбужденные состояния ядер  $^{31}\text{Na}$  и  $^{32}\text{Mg}$ , являющиеся изотонами для ядра  $^{30}\text{Ne}$  [74, 75]. Результаты измерения масс этих ядер [76] подтвердили гипотезу об их большой деформации. Теоретические исследования деформации для изотопов с  $N = 20$  были проведены в рамках оболочечных моделей [61, 77, 78], а также релятивистской теории среднего поля [79, 80]. Все эти модели предсказывают значительную квадрупольную деформацию для изотопов с  $N = 20$  и  $Z \leq 12$  как следствие возбуждения при переходе «частицы» в «дырочное» состояние  $2p-2h$ .

В работе [81] методом квазиупругого рассеяния пучка радиоактивных ядер  $^{30}\text{Ne}$  на водородной мишени было измерено первое возбужденное состояние  $2^+$  для  $^{30}\text{Ne}$ . Определение характеристик  $2^+$ -состояния осуществлялось по  $\gamma$ -распаду ядер  $^{30}\text{Ne}$  после прохождения водородной мишени. Этот метод наиболее эффективен для измерения энергии  $E(2^+)$  и соответствующего ему значения  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  и впервые был успешно опробован в работе [15] для исследования возбужденного состояния  $^{32}\text{Mg}$ .

На рис. 6.21 представлена зависимость экспериментальных значений  $E(2^+)$  для изотопов с  $N = 20$ . Здесь же показаны расчетные значения, полученные в рамках обычной оболочечной модели [83] и с учетом деформации [78, 85]. Видно, что значение  $E(2^+)$  имеет минимум для ядра  $^{30}\text{Ne}$ , что свидетельствует о большой деформации по сравнению с деформированным ядром  $^{32}\text{Mg}$ , а также по сравнению с ядрами  $^{36}\text{S}$  или  $^{34}\text{Si}$ , имеющими сферическую конфигурацию. На основании этого авторы [81] делают вывод, что  $^{30}\text{Ne}$ , несмотря на магическое число нейтронов  $N = 20$ , является деформированным ядром и принадлежит к ядрам так называемой области инверсии. Впервые более тяжелый изотоп  $^{32}\text{Ne}$  был обнаружен в GANIL в реакции  $^{48}\text{Ca}(44 \text{ МэВ/А}) + \text{Ta}$  [86], и позже в RIKEN было подтверждено его существование [66].

Теоретическому предсказанию линии нейтронной стабильности в области изотопов неона посвящено большое количество работ. Среди этих работ следует отметить расчеты на основе оболочечной модели [56, 61, 87, 88] и релятивистской теории среднего поля [61, 89].

Особый интерес среди изотопов неона представляет  $^{30}\text{Ne}$ . Впервые это ядро наблюдалось в реакции фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  при энергии 44 МэВ/А [73]. Это ядро имеет магическое число нейтронов ( $N = 20$ ). Лучшее согласие с экспериментом дают расчеты, в которых учитывается деформация [61, 91]. Оба эти расчета, включающие эффекты деформации, хорошо описывают свойства нейтронно-избыточных изотопов фтора, а также уровни возбужденных состояний для ядер  $^{29,31}\text{Na}$ . Релятивистская теория среднего поля дает для нейтронно-избыточных изотопов неона, натрия и магния большую деформацию, что позволяет получить увеличение энергии связи (так, значение  $S_n$  для  $^{31}\text{Ne}$  составляет 0,4 МэВ).

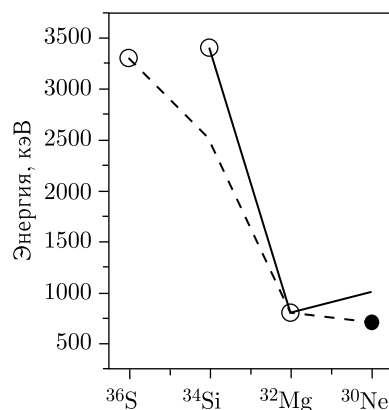


Рис. 6.21. Экспериментальные значения энергии  $2^+$ -состояния для изотопов с  $N = 20$  в сравнении с расчетными значениями, полученными в рамках обычной оболочечной модели (штриховая кривая) и с учетом деформации (сплошная)



Оболочечная модель описывает ядра в большом конфигурационном пространстве  $sd - pf$ , что также приводит к увеличению энергии связи  $S_n$  до  $0,75$  МэВ для  $^{31}\text{Ne}$ .

Новый подход был разработан на основе микроскопической кластерной модели с полностью антисимметричной волновой функцией [92]. Утверждается, что кластерная модель объясняет ядерную деформацию лучше, чем оболочечная модель. Так, в работе [92] при одних и тех же условиях (кластерные функции) рассматриваются система  $(^{30}\text{Ne} + n)$  для  $^{31}\text{Ne}$  и трехкластерная структура  $(^{30}\text{Ne} + n + n)$  для  $^{32}\text{Ne}$ . Недостаток этих расчетов заключается в том, что один из составляющих кластеров ( $^{30}\text{Ne}$ ) рассматривается в пространстве  $sd$ . Это может быть недостаточным, если эти ядра принадлежат области инверсии, а следовательно, являются деформированными.

Несмотря на малое сечение образования этих ядер (около нескольких пикобарн), в работе [93] удалось измерить периоды их полураспада. Они составили  $T_{1/2}(^{31}\text{Ne}) = (3,4 \pm 0,8)$  мс,  $T_{1/2}(^{32}\text{Ne}) = (3,5 \pm 0,9)$  мс. Ход зависимости экспериментальных значений периодов полураспада от числа нейтронов  $N$  для изотопов неона показывает ее выполаживание в области самых тяжелых изотопов неона, что может свидетельствовать о влиянии эффектов деформации в этой области. Из экстраполяции представленной зависимости периодов полураспада от числа нейтронов  $N$  для изотопов неона (рис. 6.22) можно сделать вывод о возможном существовании связанного ядра  $^{34}\text{Ne}$ . Выводы о том, что  $^{34}\text{Ne}$  — связанное ядро, подтверждаются и тем фактом, что два соседних изотопа —  $^{31}\text{Ne}$  и  $^{32}\text{Ne}$  — являются связанными. Это необычная

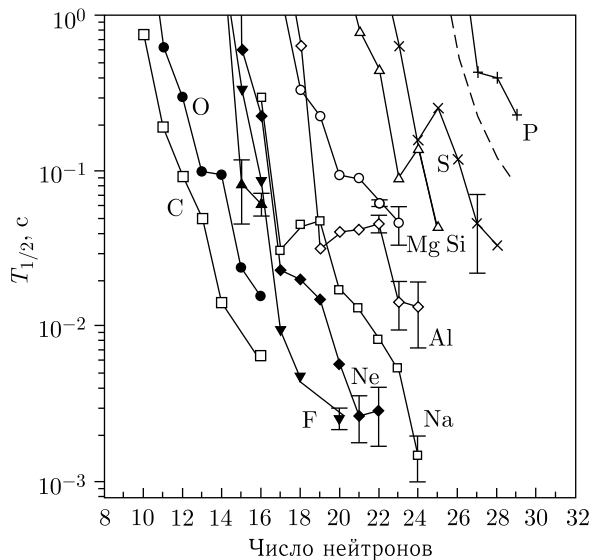


Рис. 6.22. Зависимость экспериментальных значений периодов полураспада  $T_{1/2}$  для изотопов от углерода до фосфора от числа нейтронов  $N$

ситуация на границе нейтронной стабильности, где все ядра являются слабосвязанными и некоторое увеличение энергии связи происходит только за счет четных эффектов. Поэтому вполне вероятно предположить, что ядерные силы могут удержать в связанном состоянии ядерную систему, состоящую из десяти протонов и 24 нейтронов.

В связи с этим в коллаборациях Дубна–GANIL [93] и Дубна–RIKEN [53] были проведены эксперименты по обнаружению  $^{34}\text{Ne}$ . В обоих экспериментах была использована реакция фрагментации нейтронно-избыточного пучка ускоренных ионов  $^{48}\text{Ca}$  при энергии  $\sim 60$  МэВ/А. Первый эксперимент был проведен в GANIL (Франция) с использованием фрагмент-сепаратора LISE-2000, а второй — в RIKEN (Япония) с помощью установки RIPS. Полученные данные позволили надежно идентифицировать и впервые наблюдать события, соответствующие образованию ядра  $^{34}\text{Ne}$  как связанной системы. Кроме того, в обоих экспериментах впервые наблюдались события, соответствующие другому экзотическому ядру —  $^{37}\text{Na}$ , существование которого не предсказывалось ранее.

На рис. 6.23 представлена зависимость сечения [95] образования экзотических ядер от числа нейтронов, удовлетворяющего условию  $N = 2Z + 2$  и  $N = 2Z + 4$ . Штриховыми линиями показаны расчетные зависимости для этих двух групп ядер, полученные с помощью кода EРAX-II [33]. Как следует из представленных зависимостей, удается воспроизвести значения сечений для ядер, не слишком удаленных от долины стабильности. При приближении к границе нейтронной стабильности расхождение между расчетом и экспериментом увеличивается, в особенности для ядер с  $N = 2Z + 4$ .

В работе [53] была предпринята попытка описать выход продуктов с помощью кода LISE [30], основанного на учете низкоэнергетической состав-

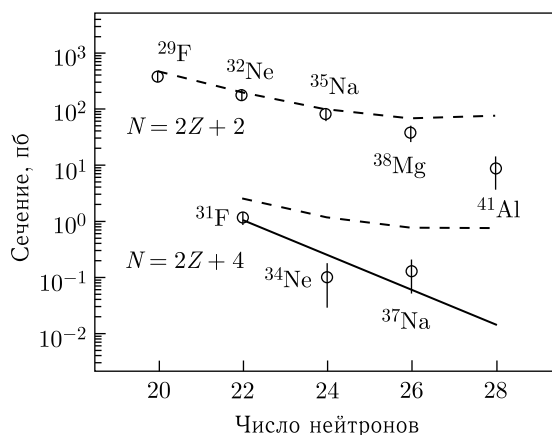


Рис. 6.23. Зависимость сечения образования различных изотопов от числа нейтронов для разных соотношений числа нейтронов и протонов:  $N = 2Z + 2$  и  $N = 2Z + 4$ . Штриховые линии — расчет по программе EРAX-II [33]

ляющей распределения продуктов фрагментации. Это позволило улучшить согласие между расчетными и экспериментальными значениями в области нейтронно-избыточных ядер. Между тем сечения образования этих ядер, лежащих на границе стабильности, чрезвычайно малы ( $10^{-34}$ – $10^{-35}$  см<sup>2</sup>) и их синтез, как уже отмечалось в гл. 2, является чрезвычайно сложной методической задачей.

### 6.7. Тяжелые изотопы магния

Большая часть исследований изотопов магния посвящена ядру  $^{32}\text{Mg}$ , которое является магическим по числу нейтронов  $N=20$ . Первые экспериментальные свидетельства несохранения магического числа  $N=20$  были получены в работе [56], где при  $\beta$ -распаде  $^{32}\text{Na}$  было обнаружено anomalously низкое значение первого возбужденного уровня в ядре  $^{32}\text{Mg}$ . После этого

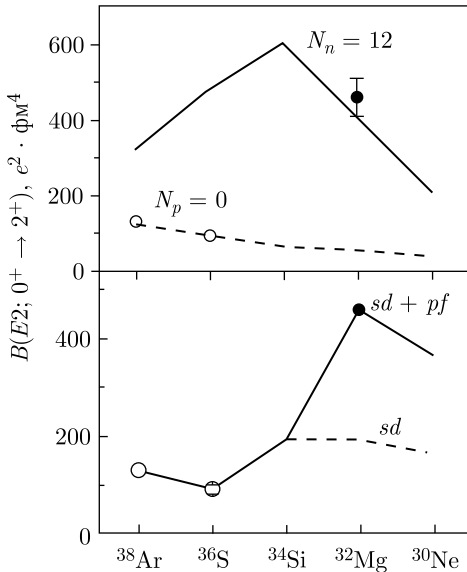


Рис. 6.24. Зависимость значений  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  для изотопов с  $N=20$

последовало несколько теоретических работ [61, 97, 98], посвященных этой проблеме, в которых использовалась оболочечная модель. В этих работах anomalously низкое значение уровня  $2^+$  объяснялось как результат частично-дырочного возбуждения.

В экспериментальной работе [15] было получено значение  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (454 \pm 78) e^2 \cdot \text{фм}^4$ . Результаты этой работы представлены на рис. 6.24. На этом рисунке показана зависимость значения  $B(E2)$  для разных изотопов с  $N=20$ . Эта систематика в какой-то мере отражает силу нуклонного взаимодействия. В случае если оболочка  $N=20$  разрушается, то  $N_n = 12$ , т.е. 12 нейтронов можно рассматривать как валентные. В этом случае должно наблюдаться большое значение  $B(E2)$ . Если бы эти 12 ней-

тронов составляли  $sd$ -конфигурацию, то  $N_p = 0$ , и это соответствовало бы низким значениям  $B(E2)$ , как показано на рис. 6.24 штриховой линией. Результаты вычислений в более широком пространстве ( $sd + pf$ ) представлены сплошной кривой. Как видно, для ядер  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{36}\text{S}$  экспериментально измеренные значения  $B(E2)$  согласуются с вычислениями в рамках  $sd$ -приближения. Таким образом, можно предположить, что оболочка  $N=20$  проявляется в этих ядрах, тогда как в ядре  $^{32}\text{Mg}$ , а возможно и в  $^{34}\text{Si}$  и  $^{30}\text{Ne}$ , происходит ее разрушение.

Идея смешивания конфигураций  $sd + pf$  для ядер с большим нейтронным избытком, приводящего к наложению одночастичных уровней, впервые была высказана в работе [99]. В этой работе изменение свойств изотонов  $N = 20$  с  $Z \leq 12$  объяснялось не только валентными протонами в  $sd$ -оболочке, но и конфигурациями «частица–дырка», образованными за счет перемещения нейтронов из  $sd$  в  $pf$ .

В связи с этим особый интерес представляет определение линии нуклонной стабильности для изотопов магния. Исследования в этой области позволяют ответить на вопрос о влиянии эффектов деформации на стабильность ядер, а также о сохранении оболочки  $N = 28$  вдали от линии стабильности, в частности, о ядерной стабильности  $^{40}\text{Mg}$ . У изотопов магния могут наблюдаться различные формы деформации. Вид деформации (вытянутая или сплюснутая форма) меняется в зависимости от массы. Величина деформации достигает локального максимума для  $^{24}\text{Mg}$ , поскольку считается, что оболочки  $N = Z = 12$  деформированные [100]. Деформация для ядер  $^{36-40}\text{Mg}$  обусловлена деформацией протонного остова, тогда как нейтронный состав не имеет сильного влияния ввиду ослабления нейтронной оболочки  $N = 28$ .

Очевидно, что этот эффект наблюдается и для  $^{32}\text{Mg}$ . Оболочка  $N = 20$  не имеет магического влияния. Экспериментальное доказательство, основанное на существовании низколежащего  $2^+$ -уровня с большим значением  $B(E2)$  в ядре  $^{32}\text{Mg}$ , уже отмечалось выше. На основе этого можно сделать вывод о возможном существовании низколежащих изовекторных возбуждений для нейтронно-избыточных изотопов магния. Хорошей проверкой модели МСМ стала попытка описать свойства ядра  $^{34}\text{Mg}$ . После того, как экспериментально было установлено, что ядро  $^{32}\text{Mg}$  является наиболее ярким представителем «области инверсии», внимание экспериментаторов было обращено на ядро  $^{34}\text{Mg}$ . Для ядра  $^{32}\text{Mg}$  значения  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+) = 454(76) e^2 \cdot \text{фм}^4$  и первого возбужденного уровня  $E(2_1^+) = 886$  кэВ свидетельствовали о сильной деформации. В работах [75, 102] эти величины были измерены методом кулоновского возбуждения с использованием  $\gamma$ -спектроскопии для идентификации соответствующих уровней. Полученное значение  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (631 \pm 126) e^2 \cdot \text{фм}^4$  позволило сделать вывод, что ядро  $^{34}\text{Mg}$  имеет большую деформацию ( $\beta = (0,58 \pm 0,06)$ ). На рис. 6.25 представлены экспериментальные данные (кружки) в сравнении с рассчитанным по модели МСМ значением для  $^{34}\text{Mg}$ . Полученные значения переходов  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  свидетельствуют о сильной деформации ядра  $^{34}\text{Mg}$  ( $\beta = 0,58$ ), причем эта деформация больше, чем в ядре  $^{32}\text{Mg}$  ( $\beta = 0,5$ ). Из рисунка видно, что, только используя МСМ с  $2p2h$ -конфигурацией, можно получить согласие с экспериментом, тогда как обычная оболочечная модель не описывает экспериментальные данные. Из данных  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  было получено значение параметра квадрупольной деформации  $\beta_2 \approx 0,58$  [105, 114]. Эта величина для других изотонов —  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{38}\text{S}$  и  $^{36}\text{Si}$  — примерно одинаковая и составляет  $\approx 0,25$ .

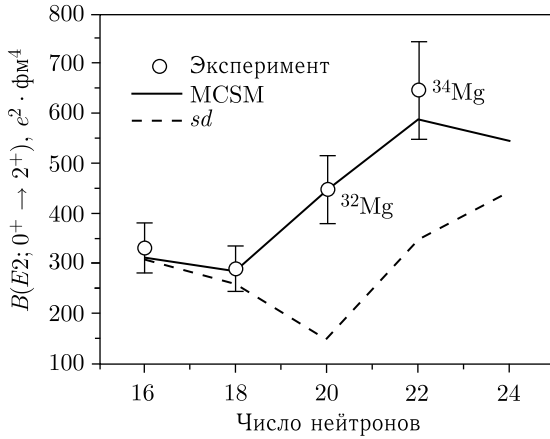


Рис. 6.25. Зависимость значения  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  для изотопов магния от числа нейтронов. Штриховая кривая — расчет на основе  $sd$  оболочечной модели, сплошная — расчет по MСSM [25, 28]

Структура нейтронно-избыточных ядер может значительно меняться при изменении изоспина. Типичными примерами являются ядра  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{44}\text{S}$ , для которых было обнаружено, что их уровни расположены достаточно близко и не наблюдаются характерные большие по значениям энергии промежутки между различными уровнями. Было найдено, что для ядра  $^{32}\text{Mg}$  энергия первого возбужденного состояния имеет значение всего 885 кэВ, что значительно меньше, чем для «нормальных» магических ядер, таких как  $^{36}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ , в которых первый возбужденный уровень имеет значение энергии  $\sim 3$  МэВ. Это явление получило название коллективного квадрупольного возбуждения. Экспериментально исследуются главным образом  $2^+$ -состояния, и при этом определяется значение  $B(E2)$ . Однако этого недостаточно для понимания структуры исследуемого ядра. Дополнительную информацию можно извлечь из измерения отношения  $E(4^+)/E(2^+)$ . Как следует из рис. 6.26, для ядер со сферической формой отношение  $E(4^+)/E(2^+)$  должно быть равно  $\sim 1,8$ . С появлением в ядре поверхностной вибрации отношение  $E(4^+)/E(2^+)$  увеличивается до 2,2 главным образом за счет уменьшения значения  $E(2^+)$ . Для сильно деформированных ядер отношение  $E(4^+)/E(2^+)$  может достигать 3,3.

Достаточно ярко все эти особенности в структуре изотопов магния проявляются при дальнейшем продвижении в область нейтронного избытка — к ядрам  $^{37,38}\text{Mg}$ . Впервые  $^{37}\text{Mg}$  был синтезирован в реакции  $^{50}\text{Ti}$  (80 МэВ/А) +  $^{181}\text{Ta}$  [66]. Позднее этими же авторами был получен изотоп  $^{38}\text{Mg}$  в реакции с пучком  $^{48}\text{Ca}$  [102]. Как уже отмечалось, существование деформации ядер приводит к изменению границ нуклонной стабильности. Это может приводить к появлению подоболочек. В работе [99] даются оценки границы нуклонной стабильности на основе модели Хартри–Фока–Боголюбова. Как следует из этой работы, граница стабильности для изотопов магния устанавливается на ядре  $^{40-42}\text{Mg}$ . Рассмотрим эффекты деформации изотопов магния. На рис. 6.27 представлена зависимость потенциальной энергии от квадрупольной деформации  $Q\beta$ .

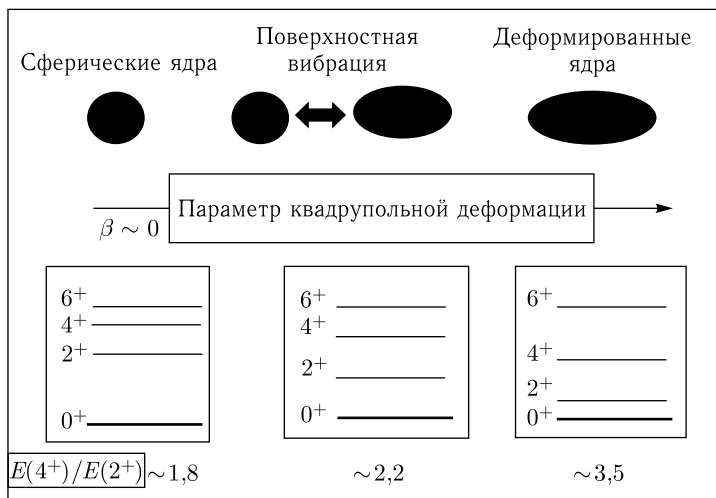


Рис. 6.26. Изменение форм ядер и их уровней при различных деформациях. Ожидаемые схемы уровней возбужденных состояний для четно-четных ядер, а также отношение значений энергий  $E(4^+)/E(2^+)$  представлены в нижней части рисунка

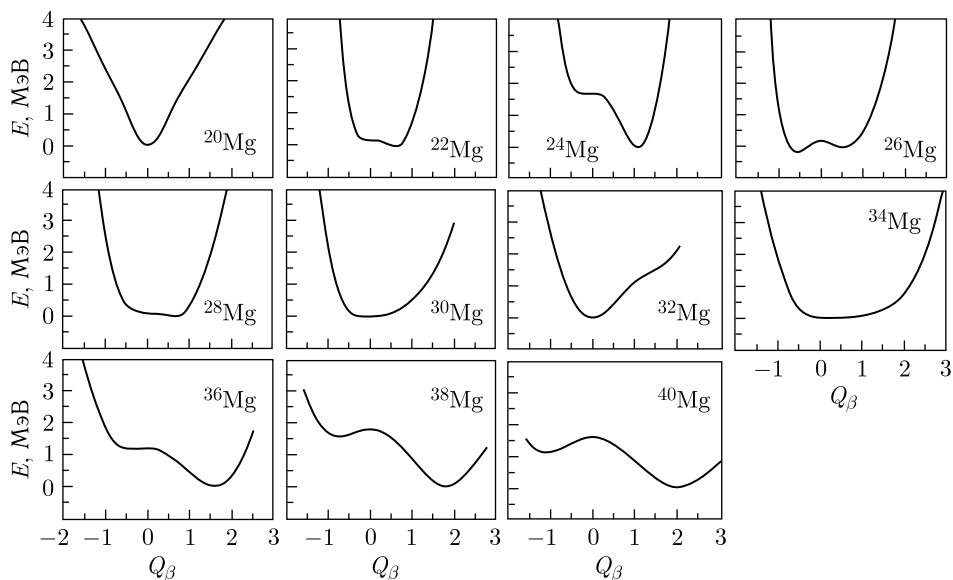


Рис. 6.27. Зависимость потенциальной энергии от квадрупольной деформации для изотопов магния [99]

Как видно из рисунка, форма зависимости потенциальной энергии от деформации для  $^{20}\text{Mg}$  имеет хорошо выраженный минимум, соответствующий дважды магическому ядру с  $Z = 12$  и  $N = 8$ , для легких изотопов характерно чередование вытянутой и сплюснутой конфигураций, в частности, для нейтронно-избыточных ядер  $^{36-40}\text{Mg}$  ожидается вытянутая конфигурация.

Предсказания свойств наилегчайшего изотопа магния  $^{20}\text{Mg}$  (нуклонно-стабильного по отношению к двухпротонному распаду) хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Экспериментально измерена энергия связи  $S_{2p}(^{20}\text{Mg}) = 2,33$  МэВ [104], и вычисления [99] дают близкое значение (3,31 МэВ). Как видно из представленных на рис. 6.27 зависимостей, форма изотопов магния изменяется от вытянутой до сплюснутой, демонстрируя различные значения и знаки деформации. Причем, как отмечалось выше, самыми деформированными из известных изотопов являются  $^{24}\text{Mg}$  ( $N = 12$ ) и  $^{34}\text{Mg}$  ( $N = 22$ ). Однако для изотопа  $^{32}\text{Mg}$  эти расчеты дают неправильное предсказание величины деформации: согласно им это ядро является слабдеформированным, а экспериментально была установлена его большая деформация. Объяснить это можно сильным влиянием оболочки  $N = 20$  в проведенных расчетах. Как следует из результатов данной работы, с ростом числа нейтронов влияние оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  ослабевает. Тем не менее изотоп  $^{40}\text{Mg}$  является связанным за счет усиления стабильности из-за деформационных эффектов, хотя прослеживается ослабление влияния оболочки  $N = 28$  на нейтронно-избыточных изотопах магния. При этом ядро  $^{40}\text{Mg}$  остается ядерно-стабильным, связанным на 2,0 МэВ. В работе [100] показано, что при этом даже при большой деформации у этого ядра не наблюдается гало-структуры. Было рассчитано число нейтронов  $N_{\text{out}}$  вне сферы радиусом  $r > 15$  фм, и найдено, что  $N_{\text{out}}$  составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  для сферического потенциала с радиусом вплоть до 18 фм. Малая величина  $N_{\text{out}}$  и ее слабое изменение с увеличением радиуса рассматривается авторами этой работы как факт отсутствия гало в  $^{40}\text{Mg}$ . Тем не менее в работе [22] были проведены исследования радиусов изотопов  $^{20-23,25-32}\text{Na}$  и  $^{20,22,23,25-33}\text{Mg}$ . Наблюдался более сильный рост сечения взаимодействия в зависимости от массы изотопов натрия и магния, чем это определяется стандартным приращением  $A^{1/3}$ . Для анализа в работе использовалось предположение о существовании нейтронной «шубы» размерами до 0,4 фм. Авторами было сделано предположение об общей тенденции существования нейтронной «шубы» или гало для ядер на границе нейтронной стабильности.

Достаточно сильно влияние эффектов деформации при продвижении в область нейтронного избытка проявилось для изотопов магния —  $^{37,38}\text{Mg}$ . Как уже отмечалось, при наличии деформации ядер границы нуклонной стабильности изменяются. С ростом числа нейтронов влияние оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  ослабевает.

Принципиальным вопросом являлась стабильность изотопа  $^{40}\text{Mg}$ . Повышенный интерес к этому ядру объясняется тем, что оно должно быть дважды магическим ядром ( $Z = 12$  и  $N = 28$ ), что должно привести к его повышенной стабильности. Однако, по аналогии с несвязанным магическим ядром  $^{28}\text{O}$ , можно усомниться в правильности такого вывода. Примером этого служат соседние изотопы фтора, для которых граница нейтронной стабильности простирается далеко в нейтронно-избыточную область по сравнению с изотопами

кислорода. Как утверждалось выше, возможной причиной этого является их деформация.

На примере свойств изотопов  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{34}\text{Mg}$  можно видеть сильное увеличение деформации в изотопах магния с ростом нейтронного избытка. С этой точки зрения можно ожидать усиления стабильности  $^{40}\text{Mg}$  как деформированного ядра, даже при условии разрушения магической оболочки  $N = 28$ . Дискуссия по поводу стабильности ядра  $^{40}\text{Mg}$  закончилась после его наблюдения в эксперименте.

Были проведены два эксперимента с целью наблюдения  $^{40}\text{Mg}$  в реакциях фрагментации ионов  $^{48}\text{Ca}$  на танталовой мишени [53, 54]. В этих работах впервые наблюдались ядра  $^{34}\text{Ne}$  и  $^{37}\text{Na}$  как ядерно-связанные системы, однако событий, соответствующих образованию ядра  $^{40}\text{Mg}$ , в обоих экспериментах не наблюдалось из-за малой вероятности образования этого ядра. Между тем в работе [9] с большей чувствительностью было синтезировано ядро  $^{40}\text{Mg}$ . В этом эксперименте наблюдалось всего несколько событий, соответствующих образованию ядра  $^{40}\text{Mg}$ , в течение нескольких суток экспериментальной экспозиции. Таким образом было показано, что ядро  $^{40}\text{Mg}$  является нуклонно-стабильным.

## 6.8. Изотопы кремния, серы, аргона, кальция

Эта область ядер представляет интерес с точки зрения возможного изменения их оболочечной структуры, в том числе магических чисел  $N = 20$  и  $N = 28$ . Результаты экспериментов [16, 17, 106, 107] по измерению  $B(E2)$  для ядер  $^{38,40,42,44}\text{S}$  показали их большую деформацию ( $\beta_2 \approx 0,3$ ). В экспериментах использовался метод кулоновского возбуждения радиоактивных ядер — изотопов серы. Таким образом, было подтверждено высказанное ранее предположение об ослаблении влияния оболочки  $N = 28$  для ядер легче  $^{48}\text{Ca}$ , расположенных у границы нейтронной стабильности. Результаты измерения масс ядер тоже согласуются с этим выводом.

Наблюдение изомерного состояния для ядра  $^{43}\text{S}$  подтвердило выводы о существовании различных форм для ядер в области  $N = 28$  [109].

Детальная информация о структуре уровней изотопов аргона и серы была получена в экспериментах [110, 111] с использованием методов  $\gamma$ -спектроскопии для идентификации уровней. В частности, были измерены уровни  $4_1^+$  в ядрах  $^{46}\text{Ar}$  и  $^{40,42}\text{S}$ , а также  $2^+$  в ядрах  $^{46}\text{Ar}$  и  $^{40,42,44}\text{S}$ . Был сделан вывод о вырождении оболочки  $N = 28$ . Показано также, что изотопы серы с числом нейтронов около оболочки  $N = 28$  являются деформированными.

Теоретические модели (релятивистская теория среднего поля [112], модель Хартри–Фока [113]) предсказывают вытянутую или сплюснутую конфигурацию для изотопов серы вблизи  $N = 28$ . Большая деформация этих изотопов предсказывается также на основе оболочечной модели [64], при этом отмечается, что максимальную деформацию имеет ядро  $^{42}\text{S}$ . В этой



же работе приводятся результаты расчетов для ядра  $^{42}\text{Si}$  ( $Z = 14$ ,  $N = 28$ ), которые показывают, что  $^{42}\text{Si}$  является дважды магическим ядром. Магические свойства этого ядра могут быть обусловлены влиянием относительно сильной протонной оболочки  $Z = 14$ , наличие которой приводит к «выживанию» нейтронной оболочки  $N = 28$ . По мнению авторов [114], вероятно, это не происходит в случае с ядром  $^{44}\text{S}$  из-за того, что  $Z = 12$  не является магическим числом. Жесткий протонный остов в  $Z = 14$  (который является магическим) не позволяет ядру деформироваться.

С целью выявления магических свойств  $^{42}\text{Si}$  экспериментальное исследование  $\beta$ - $n$ -распада ядер в этой области ( $Z \sim 14$ ) было предпринято в работе [115]. В этой работе были измерены периоды полураспада ( $T_{1/2}$ ) и вероятности  $\beta$ -задержанной нейтронной эмиссии  $P_n$  (%). В табл. 6.4 представлены полученные экспериментально значения  $T_{1/2}$  для изотопов  $^{36}\text{Mg}$ ,  $^{37-39}\text{Al}$ ,  $^{39-42}\text{Si}$ ,  $^{39-44}\text{P}$ ,  $^{43-46}\text{S}$ ,  $^{46-48}\text{Ar}$ .

Таблица 6.4. Экспериментальные значения периодов полураспада для ядер от магния до серы [115]

Ядро	$T_{1/2}$ , мс	Ядро	$T_{1/2}$ , мс
$^{36}\text{Mg}$	$3,9 \pm 1,3$	$^{40}\text{P}$	$125 \pm 25$
$^{37}\text{Al}$	$10,7 \pm 1,3$	$^{41}\text{P}$	$120 \pm 5$
$^{38}\text{Al}$	$7,6 \pm 0,6$	$^{42}\text{P}$	$48,5 \pm 1,5$
$^{39}\text{Al}$	$7,6 \pm 1,6$	$^{43}\text{P}$	$36,5 \pm 1,5$
$^{39}\text{Si}$	$47,5 \pm 2,3$	$^{44}\text{P}$	$18,5 \pm 2,5$
$^{40}\text{Si}$	$33,0 \pm 1,0$	$^{43}\text{S}$	$282 \pm 27$
$^{41}\text{Si}$	$20,0 \pm 2,5$	$^{44}\text{S}$	$100 \pm 1$
$^{42}\text{Si}$	$12,5 \pm 3,5$	$^{45}\text{S}$	$68 \pm 2$
$^{39}\text{P}$	$250 \pm 80$	$^{46}\text{S}$	$50 \pm 8$

Значения  $T_{1/2}$  связаны с гамов-теллеровской силовой функцией в соответствии с уравнением

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \int_0^{Q_\beta} S\beta(E^*)(Q_\beta - E^*)^5 dE^*. \quad (6.10)$$

Из сравнения расчетных и экспериментальных значений силовой функции было установлено, что ядро  $^{42}\text{Si}$  является сильно деформированным и имеет сплюснутую конфигурацию [116]. Это заключение согласуется с выводом, сделанным в другой работе по определению линии стабильности в области изотопов кремния [53]. Впервые в реакции  $^{48}\text{Ca}(64 \text{ МэВ}/A) + \text{Ta}$  был синтезирован самый нейтронно-избыточный изотоп кремния  $^{43}\text{Si}$  с числом нейтронов  $N = 29$ . Авторы отмечают механизм его образования в реакциях передачи нуклонов, так как в этом фрагменте число нейтронов больше, чем в налетаю-

шем ионе  $^{48}\text{Ca}$ , и, следовательно, он не мог образоваться в результате реакции фрагментации пучка  $^{48}\text{Ca}$ . Нуклонная стабильность ядра  $^{43}\text{Si}$  объяснялась влиянием деформационных эффектов, приводящих к усилению стабильности.

Факт обнаружения ядра  $^{43}\text{Si}$  находится в некотором противоречии с предсказаниями границы нейтронной стабильности в рамках микро-макроскопической жидкокапельной модели FRLDM [117]. Согласно выводам работы [53] такое расхождение в предсказаниях стабильности может объясняться недостаточной степенью учета деформации изотопов кремния.

Таким образом, принципиальным является вопрос о том, что в большей степени способствует усилению стабильности для супернейтронно-избыточных ядер: оболочечные эффекты или деформация, приводящая к нарушению принципа регулярного заселения нейтронами оболочек.

Релятивистская теория среднего поля [19] предсказывает достаточно неоднозначную ситуацию вокруг  $^{44}\text{S}$ . Это ядро может принимать как сплюснутую ( $\beta_2 = -0,24$ ), так и вытянутую ( $\beta_2 = 0,25$ ) форму в одном ядре. Полученные расчетные значения параметров деформации близки к экспериментальному значению [107] ( $\beta_2 = 0,258(36)$ ).

В экспериментах по кулоновскому возбуждению  $^{43}\text{S}$  было получено большое значение величины перехода  $B(E2) = (178 \pm 69) e^2 \cdot \text{фм}^4$ , соответствующее уровню с энергией 940 кэВ [118]. В работах [17, 24] высказывается предположение о существовании изомеров в ядре  $^{44}\text{S}$  и его сильной деформации. Более детально схема уровней  $^{40,42,44}\text{S}$  и  $^{46}\text{Ar}$  была исследована в работах [110, 51]. Схемы экспериментально измеренных уровней возбужденных состояний в сравнении с теоретическими расчетами представлены на рис. 6.28. Как видно из этого рисунка, разница в структуре уровней между  $^{40}\text{S}$  и  $^{42}\text{S}$  незначительная по сравнению с ядром  $^{44}\text{S}$ . В работе [120] был сделан анализ свойств ядер на основе систематики энергий уровней. Из схемы уровней (рис. 6.28) видно, что для  $^{40}\text{S}$  и  $^{42}\text{S}$  отношения  $E(4_1^+)/E(2_1^+) \sim 2,5$  и  $E(4_1^+)/E(2_1^+) \sim 3,0$  соответственно. Это означает, что возбуждение этих ядер носит ротационный характер. Для  $^{42}\text{S}$  максимальное отношение  $E(4^+)/E(2^+)$  близко к величине 3,08, что соответствует большой квадрупольной деформации этого ядра. Сравнение полученных результатов с расчетами по оболочечной модели [121, 124] позволяет сделать вывод об ослаблении влияния оболочки  $N = 28$  для изотопов серы.

Потенциальная энергия для изотопов серы в зависимости от деформации была рассчитана в работе [109]. В этой работе утверждается, что для ядра  $^{40}\text{S}$  характерна сплюснутая конфигурация, ядро  $^{44}\text{S}$  имеет два минимума, соответствующих вытянутой и сплюснутой конфигурациям, разделенных барьером  $\sim 2$  МэВ. Также подчеркивается, что возбужденные состояния этих ядер могут иметь формы, отличные от основного.

Для ядра  $^{44}\text{S}$  переход из состояния  $2_1^+$  в основное состояние происходит с большой величиной  $B(E2)$ , поскольку ядро имеет достаточно большое отрицательное значение квадрупольного момента ( $Q = -17,4 e \cdot \text{фм}^2$ ), что

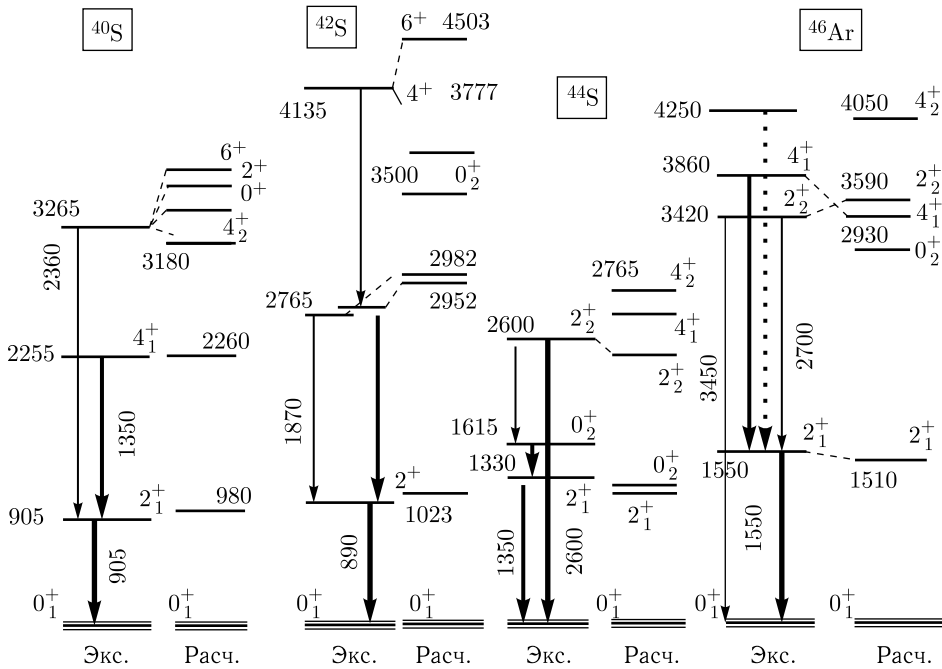


Рис. 6.28. Схемы уровней для изотопов серы [126]

соответствует вытянутой форме. Переход в ядре из состояния  $2_2^+$  в  $0_2^+$  сопровождается большой величиной  $B(E2)$ . Ядро  $^{44}\text{S}$  в  $2_2^+$ -состоянии имеет маленькое значение квадрупольного момента ( $Q = 2,6 e \cdot \text{фм}^2$ ) и находится в состоянии, близком к сферическому. Таким образом, в работе сделан вывод, что изотопы  $^{40,42}\text{S}$  являются деформированными, а  $^{44}\text{S}$  может принимать различные формы (сосуществование форм). В работе показано также ослабление влияния магической оболочки  $N = 28$  на свойства нейтронно-избыточных изотопов серы. С этой точки зрения интерес представляет изотоп  $^{42}\text{Si}$ , для которого магическое число протонов  $Z = 14$  может противодействовать появлению в этом ядре деформации.

Однако однозначность вывода об ослаблении влияния оболочки  $N = 28$  для нейтронно-избыточных ядер подвергается сомнению в работе [113]. Как указывается в экспериментальных работах [16, 17, 106, 107], для ядер  $Z < 20$  с большим избытком нейтронов влияние нейтронной оболочки  $N = 28$  значительно ослаблено. Но для изотопов с  $N = 28$  наблюдается несколько иная тенденция в изменении свойств по сравнению с цепочкой изотопов с  $N = 20$ .

Для объяснения этой ситуации рассмотрим зависимости разности энергий уровней для протонного состава изотопов от числа нейтронов, представленные на рис. 6.29. Для ядра  $^{40}\text{Ca}$  разность энергий уровней  $d3/2$  и  $s1/2$  составляет 2,5 МэВ, и эта разность уменьшается до значения 300 кэВ для ядра  $^{48}\text{Ca}$ . Объяснение этому дается на основе протон-нейтронного взаимодействия

в ядрах: нейтроны на орбите  $f7/2$  взаимодействуют с протонами сильнее на уровне  $d3/2$ , чем на  $s1/2$ . С увеличением числа нейтронов на  $f7/2$  от 0 до 8 значение энергии на  $\pi d3/2$  уменьшается, а значение энергии на  $s1/2$  остается примерно постоянным.

Несмотря на малую разность между энергиями уровней  $d3/2$  и  $s1/2$ , ядро  $^{48}\text{Ca}$  сохраняет свойства дважды магического ядра за счет большой разности между энергиями уровней  $d5/2$  и вырожденных по энергии  $s1/2$ ,  $d3/2$ . За счет этого эффекта может ослабевать влияние подоболочки  $Z = 16$  для  $N > 20$ . В случае же ядра  $^{36}\text{S}$  (4 «дырки» в протонной конфигурации, так как оболочка  $d3/2$  не заполнена) разность между энергиями уровней  $d3/2$  и  $s1/2$  должна быть большой, и по этой причине это ядро можно рассматривать как дважды магическое. При этом ядро  $^{44}\text{S}$  уже не будет магическим и не сможет иметь большое значение  $2_1^+$ .

Существование протонной подоболочки в ядрах позволяет объяснить относительно низкие значения  $E(2^+)$  и высокие значения  $B(E2)$ . Аналогичная ситуация имеет место для ядер  $^{38}\text{Ar}$  и  $^{46}\text{Ar}$ , для которых оболочка  $d3/2$  заполняется только наполовину. Таким образом, изотопы аргона с  $N = 20$  и  $N = 28$  могут рассматриваться как магические ядра [114] по числу нейтронов.

В этой же работе анализировались ядра  $^{34,42}\text{Si}$  с учетом того, что оболочка  $s1/2$  оказывается незаполненной. Как видно из рис. 6.29, разность между энергиями уровней  $s1/2$  и  $d5/2$  для числа нейтронов  $N = 20$  и  $N = 28$  составляет 4,2 и 5,0 МэВ соответственно, поэтому с этой точки зрения ядра  $^{34}\text{Si}$  ( $N = 20$ ) и  $^{42}\text{Si}$  ( $N = 28$ ) можно рассматривать как ярко выраженные дважды магические ядра.

Очевидно, окончательный вывод можно будет сделать только после получения экспериментальных данных о величине  $E(2_1^+)$  для этих ядер. Однако пока такой эксперимент провести не удастся из-за малого выхода ядер  $^{42}\text{Si}$ . До настоящего времени осуществлен только эксперимент по измерению периода полураспада этого ядра [114, 115]. Полученная экспериментальная информация указывает на проявление деформации в этом ядре.

Для определения зависимости оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  от  $Z$  в работе [121] была получена систематика значений  $E(2_1^+)$  и  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  для ядер с  $Z = 10-20$  (рис. 6.30). Как утверждается в этой работе, такая систематика позволяет проследить влияние оболочек  $N = 20$  и 28 на цепочках изотопов или изотонов. На рис. 6.30 представлены зависимости значений  $E(2_1^+)$  и  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  от значений  $Z$  и  $N$ . Как видно из зависимости  $E(2_1^+)$  от числа нейтронов  $N$ , максимум значения энергии первого возбужденного

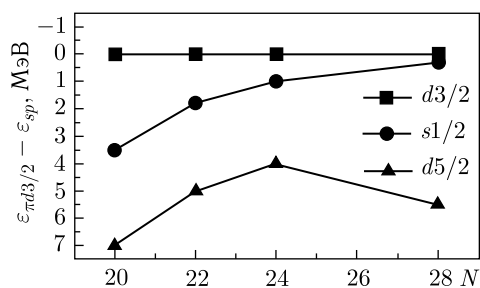


Рис. 6.29. Зависимость разности энергий двух уровней от числа нейтронов для ядер кальция [121, 124]

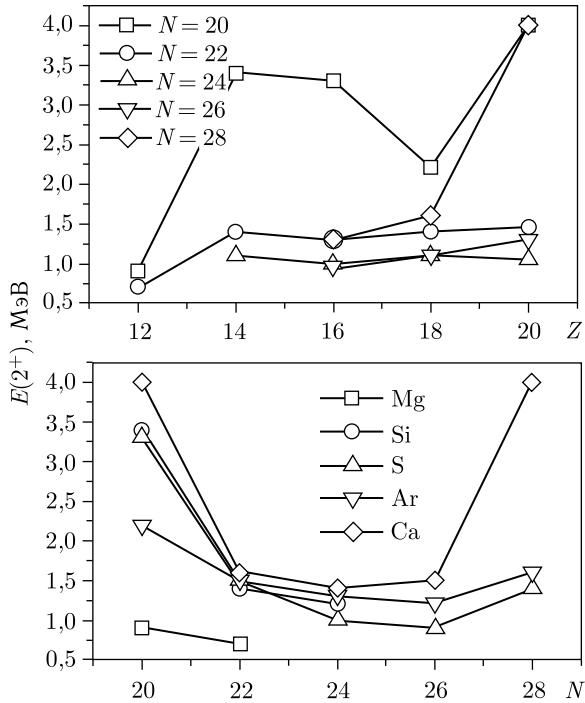


Рис. 6.30. Зависимость энергии  $E(2^+)$  от числа нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  [121]

состояния приходится на изотопы кальция с числом нейтронов 20 и 28 и, наоборот, значения  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  имеют минимум для этих магических изотопов кальция. Примерно такие же высокие значения  $E(2_1^+)$  (соответственно, низкие  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ ) наблюдаются для  $Z = 14$  и  $16$  с магическим числом нейтронов  $N = 20$ . Это означает, что ядра  $^{34}\text{Si}$  и  $^{36}\text{S}$  имеют сферическую конфигурацию, а числа 14 и 16 являются тоже магическими и связаны подоболочками. Магические значения 14 и 16 соответствует полному заполнению орбит  $1d5/2$  и  $2s1/2$ . Это магическое свойство для данных подоболочек нарушается для  $Z = 14$  и  $16$  с числом нейтронов  $N > 22$ . Подтверждением этого является большое значение  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  для изотопов серы  $^{40,42}\text{S}$  ( $N = 24$  и  $26$ ), которые имеют квадрупольную деформацию [106].

Ядро  $^{44}\text{S}$  с числом нейтронов  $N = 28$  имеет значение  $E(2_1^+) = 1,3$  МэВ (для сравнения  $E(2_1^+) = 3,3$  МэВ для  $^{36}\text{S}$ ), а значения  $B(E2)$  равны  $\approx 300$  и  $100 e^2 \cdot \text{фм}^4$  соответственно для  $^{44}\text{S}$  и  $^{36}\text{S}$ . По утверждению авторов работы [107], это не означает, что ядро  $^{44}\text{S}$  является деформированным, хотя оно имеет относительно высокое значение  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ , что на первый взгляд свидетельствует об исчезновении оболочки  $N = 28$  для изотопов серы.

Обращает на себя внимание тенденция изменения энергии и величины  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  для изотопов кремния. Так, значение  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  для  $^{38}\text{Si}$  ( $N = 24$ ) намного меньше, чем соответствующее значение для  $^{40}\text{S}$ ,

что свидетельствует о возможном проявлении подоболочки  $Z = 14$ , которая оказывается сильнее, чем оболочка  $Z = 16$ . Это можно понять на основе изменения свойств изотопов кальция (рис. 6.29). С увеличением числа нейтронов значение энергии  $2s0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+ 1/2$  увеличивается и становится близким к значению энергии орбиты  $1d5/2$ . Разность между значениями энергий  $2s1/2$  и  $1d5/2$  имеет максимальное значение 4 МэВ для  $Z = 14$  для числа нейтронов  $N = 20-28$ . Обнаруженная деформация ядер  $^{40,42}\text{S}$  свидетельствует об исчезновении подоболочки  $Z = 16$  при числе нейтронов  $N > 22$ . Однако нельзя сделать однозначный вывод о том, что оболочка  $N = 28$  ослабляет свое влияние для ядер с  $Z = 16$  (рис. 6.30). Как предполагается в [107], низкое значение  $E(2_1^+)$  и высокое значение  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  для  $^{44}\text{S}$  по сравнению с  $^{36}\text{S}$ , вероятнее всего, объясняется ослаблением влияния подоболочки  $Z = 16$  по сравнению с оболочкой  $N = 28$ . Сделать однозначный вывод об этом можно будет на основании новых экспериментальных данных по спектроскопии ядра  $^{42}\text{Si}$  в сравнении с  $^{34}\text{Si}$ . Предполагается, что для  $Z = 14$  орбиты  $1d5/2$ ,  $2s1/2$  и  $1d3/2$  не будут вырождаться по энергии. Поэтому в случае сохранения магического числа  $N = 28$  ядро  $^{42}\text{Si}$  должно проявлять свойства дважды магического ядра, хотя значение  $E(2_1^+)$  может быть и меньше, чем  $E(2_1^+)$  для ядра  $^{34}\text{Si}$ .

### 6.9. Изотопы фосфора, хлора, кальция

Интерес к исследованию свойств этих ядер определяется тремя причинами:

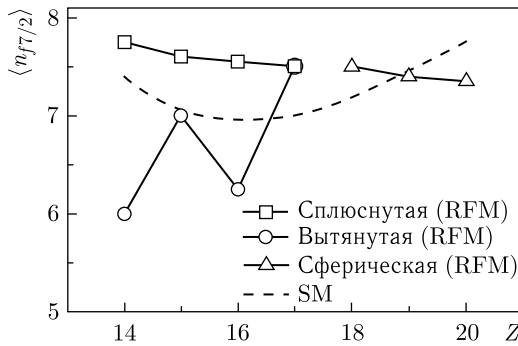
- областью ядер, где влияние оболочки  $N = 28$  может быть ослаблено или утрачено,
- возможностью исследования изоспиновой зависимости в расширенном диапазоне числа нейтронов,
- важностью полученной информации для астрофизики, в частности, для объяснения более высокого соотношения содержания  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ , обнаруженного в метеоритах [107].

Результаты экспериментальных исследований свойств  $\beta$ -распада для ядер с  $N = 28$   $^{45}\text{Cl}$ ,  $^{43}\text{P}$  представлены в работах [107, 123] (см. табл. 6.5). Как оказалось, измеренные периоды полураспада  $T_{1/2}$  в 3–10 раз меньше, чем предсказывалось по микро-макроскопической модели FRLDM [117], согласно которой для этих ядер ожидается сферическая форма, свойственная магической структуре. Проведенные расчеты  $T_{1/2}$  в рамках квазилагранжианной модели QLPA [17] позволили добиться согласия с экспериментальными данными при условии деформированных состояний для этих ядер. В работе [109] был определен параметр деформации  $\beta_2 = 0,30$  по результатам сравнения экспериментальных значений с расчетными с использованием модели QLPA.

Зависимости рассчитанных вероятностей заселения нейтронами оболочки  $f_{7/2}$  от атомного номера  $Z$  представлены на рис. 6.31. Расчеты проводи-

Таблица 6.5. Периоды полураспада ( $T_{1/2}$ ) и вероятности нейтронного распада ( $P_n$ ) для нейтронно-избыточных изотопов P–Ar [17, 124]

Ядро	$T_{1/2}$ , мс	$P_n$ , %
$^{43}\text{P}$	$33 \pm 3$	100
$^{42}\text{S}$	$560 \pm 60$	$< 4$
$^{44}\text{S}$	$123 \pm 10$	$18 \pm 3$
$^{45}\text{S}$	$82 \pm 13$	54
$^{45}\text{Cl}$	$434 \pm 60$	$< 8$
$^{46}\text{Cl}$	$400 \pm 43$	$24 \pm 4$
$^{47}\text{Cl}$	$220 \pm 37$	$60 \pm 9$
$^{47}\text{Ar}$	$\approx 700$	$< 1$

Рис. 6.31. Зависимости рассчитанных вероятностей заселения нейтронами оболочки  $f1/2$  от атомного номера  $Z$  [124]. Для расчетов использовались оболочечная модель (SM) и релятивистская теория среднего поля (RFM)

лись с использованием оболочечной модели SM (штриховая кривая) [125] и релятивистской теории среднего поля (сплошные ломаные линии) [124]. Согласно первой модели, минимум заполнения нейтронами оболочки  $f7/2$  наблюдается для нейтронно-избыточных изотопов S–Ar, а ядра  $^{42}\text{Si}$  и  $^{48}\text{Ca}$  представляются дважды магическими. Релятивистская теория среднего поля предсказывает сосуществование различных форм ядер (смешивание сплюснутых и вытянутых конфигураций, что, видимо, имеет место для изотопов от серы до фосфора). Согласно этой теории, несмотря на неполное заполнение оболочки  $f7/2$ , изотопы Ar–Ca должны все же оставаться сферическими, как установлено в многочисленных экспериментах [17, 107].

Среди нейтронно-избыточных изотопов кальция наибольший интерес представляет исследование свойств  $^{54}\text{Ca}$ , а также определение границ нейтронной стабильности в этой области ядер. Ядра  $^{54}\text{Ca}$  интересны с точки зрения возможного проявления нового магического числа  $N = 34$ . Как продемонстрировано в работе [126], существование магического числа  $N = 34$  обусловлено разницей в энергиях уровней  $p1/2$  и  $f5/2$  (рис. 6.32). Причем магичность этого числа может наблюдаться только для изотопов кальция и титана, а для изотопов хрома, железа и никеля значения энергий этих уровней становятся близкими, т. е. уровни вырождаются. Как следовало бы ожидать, энергия  $2^+$ -состояния в  $^{54}\text{Ca}$  должна иметь высокое значение,

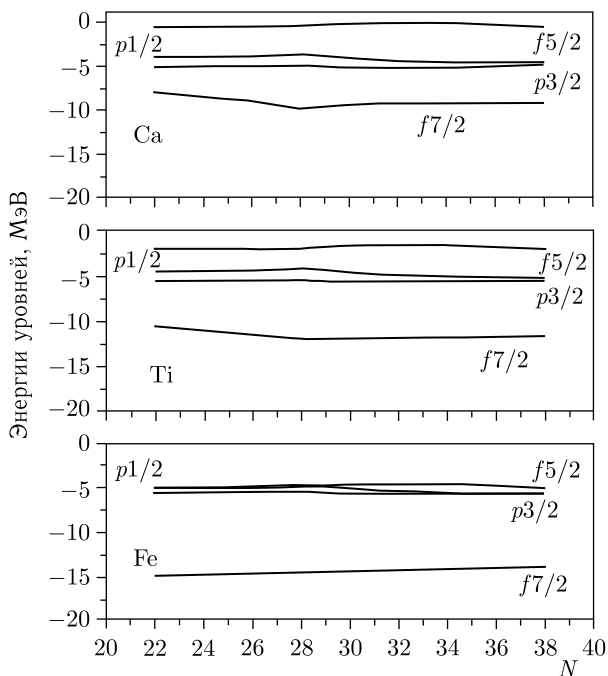


Рис. 6.32. Зависимости рассчитанных энергий уровней оболочек  $f7/2$ ,  $p3/2$ ,  $p1/2$  и  $f5/2$  от числа нейтронов для изотопов кальция, титана, железа [126]

сравнимое со значением энергии  $2^+$ -состояния в  $^{48}\text{Ca}$ ,  $\sim 4$  МэВ. Спектроскопическое исследование уровней изотопов  $^{52,54}\text{Ti}$  [127] подтвердило, что разница в значениях энергий оболочек  $p1/2$  и  $f5/2$  может наблюдаться уже при  $N = 32$ .

Свойства исследуемых ядер в районе  $\text{Cl-P-Ca}$  имеют большое значение для астрофизики. В рамках существующих астрофизических моделей удается достаточно хорошо воспроизвести распространенность элементов легче серы в Солнечной системе. Наблюдается общий дефицит ядер в области от серы до железа. Так как это характерно не для отдельных изотопов, а для всей совокупности ядер, по-видимому, это различие связано с недостаточным знанием сечений ядерных реакций и свойств ядер. О проблемах астрофизики и возможностях их решения с использованием информации о ядрах, расположенных вблизи границы нуклонной стабильности, а также ядерных реакций с экзотическими ядрами речь пойдет в следующей главе.

### Список литературы к гл. 6

1. Калтакчиева Р.Г., Пенионжкевич Ю.Э., Болен Х.Г. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 4. С. 832.
2. Калтакчиева Р.Г., Пенионжкевич Ю.Э. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429.
3. Калтакчиева Р., Пенионжкевич Ю.Э. // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 6. С. 1247.



4. *Thibault C. et al.* // Phys. Rev. 1975. V. C12. P. 644.
5. *Tanihata I. et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1995. V. 35. P. 500.
6. *Пенионжкевич Ю.Э.* // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 4. С. 930.
7. *Suzuki T. et al.* // Nucl. Phys. 1998. V. A630. P. 661.
8. *Fukuda M. et al.* // Phys. Lett. 1991. V. B268. P. 339.
9. *Marques F.M. et al.* // Phys. Lett. 1996. V. B381. P. 407.
10. *Nakamura T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1112.
11. *Ozawa A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5493.
12. *Samanta C. et al.* // Phys. Rev. 2002. V. C65. P. 037301.
13. *Mayer M.G.* // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 1969.
14. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. V. 1. N. Y.: Benjamin, 1969.
15. *Motobayashi T. et al.* // Phys. Lett. 1995. V. B346. P. 9.
16. *Glasmacher T. et al.* // Phys. Lett. 1997. V. B395. P. 163.
17. *Sarazin F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5062.
18. *Ljutostansky Yu.S. et al.* // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1989. V. 53, No. 5. P. 29.
19. *Werner T.R. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. B335. P. 259.
20. *Werner T.R. et al.* // Nucl. Phys. 1996. V. A597. P. 327.
21. *Audi G. et al.* // Nucl. Phys. 1997. V. A624. P. 1.
22. *Scheit H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3967.
23. *Möller P. et al.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185.
24. *Sarazin F. et al.* Preprint GANIL T-99-03, 1999.
25. *Otsuka T. et al.* // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 69.
26. *Koonin S.E. et al.* // Phys. Rep. 1997. V. 278. P. 1.
27. *Utsuno Y. et al.* // Progr. Theor. Phys. (Kyoto). 2000. Suppl. 138. P. 24.
28. *Utsuno Y. et al.* // Phys. Rev. 2001. V. C64. P. 01130.
29. *Utsuno Y. et al.* // Nucl. Phys. 2002. V. A704. P. 50.
30. *Tarasov O., Bazin D.* // Nucl. Instr. Meth. 2003. V. B204. P. 174.
31. *Tarasov O.B. et al.* // Nucl. Phys. 1989. V. 629. P. 605.
32. *Mittig W.* Preprint GANIL P-94-05. 1994.
33. *Summerer K. et al.* // Phys. Rev. 1990. V. C42. P. 2546.
34. *Volkov V. V.* // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93.
35. *Adamyan G. et al.* // Phys. Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 583.
36. *Penionzhkevich Yu.E. et al.* JINR Preprint E7-2004-152. Dubna, 2004.
37. *Stanoiu M. et al.* // Phys. Rev. 2004. V. C69. P. 034312.
38. *Belleguic M. et al.* // Nucl. Phys. 2001. V. A682. P. 136c.
39. *Wildenthal B.H. et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1984. V. 11. P. 5.
40. *Brown B.A., Wildenthal B.H.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. V. 38. P. 29.
41. *Catford W.N. et al.* // Nucl. Phys. 1989. V. A503. P. 263.
42. *Thirolf P.G. et al.* // Phys. Lett. 2000. V. B485. P. 16.
43. *Keller H. et al.* // Z. Phys. 1994. V. A348. P. 61.

44. *Dlouhy Z. et al.* // Intern. Nucl. Phys. Conf. / Eds. E. Norman, L. Chroeder, G. Wozniak. AIP Conf. Proc. No. 610. Melville, N.Y.: AIP, 2002. P. 736.
45. *Audi G., Wapstra A., Thibault C.* // Nucl. Phys. 2003. V. A729. P. 337.
46. *Guillemand-Mueller D. et al.* // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 63.
47. *Azaiez F. et al.* // Nucl. Phys. 2002. V. A704. P. 37c.
48. *Thoennesen M. et al.* // Nucl. Phys. 2003. V. A722. P. 61c.
49. *Cortina-Gil D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 062501.
50. *Reed A. T. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. C60. P. 02431.
51. *Sorlin O. et al.* // Nucl. Phys. 2001. V. A685. P. 186.
52. *Obertelli A. et al.* // Phys. Rev. 2005. V. C71. P. 024304.
53. *Notani M. et al.* // Phys. Lett. 2002. V. B542. P. 49.
54. *Lukyanov S. et al.* // J. Phys. 2002. V. G28. P. L41.
55. *Simon H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 496.
56. *Warburton E. K. et al.* // Phys. Rev. 1990. V. C41. P. 1147.
57. *Elekes Z. et al.* // Phys. Lett. 2004. V. B599. P. 117.
58. *Guillemand-Mueller D. et al.* // Z. Phys. 1989. V. A332. P. 189.
59. *Korshennikov A. A. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. B326. P. 31.
60. *Tarasov O. et al.* // Phys. Lett. 1997. V. B409. P. 64.
61. *Poves A. et al.* // Nucl. Phys. 1994. V. A571. P. 221.
62. *Wildenthal B. H. et al.* // Phys. Rev. 1973. V. C28. P. 1343.
63. *Sakurai H. et al.* // Phys. Lett. 1999. V. B448. P. 180.
64. *Poves A., Retamosa T.* // Phys. Rev. 1997. V. C55. P. 1266.
65. *Warburton E. K. et al.* // Phys. Rev. 1973. V. C7. P. 1120.
66. *Sakurai H. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. R2802.
67. *Ostrowski A. N. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. B338. P. 13.
68. *Azaiez F. et al.* // Eur. Phys. J. 2002. V. A15. P. 93.
69. *Symons T. J. M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 40.
70. *Artukh A. G. et al.* // Phys. Lett. 1976. V. 31B. P. 129.
71. *Otsuno T. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. C60. P. 054314.
72. *Glasmacher T. et al.* // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 59.
73. *Langevin M. et al.* // Phys. Lett. 1985. V. B150. P. 71.
74. *Pretychenko B. et al.* // Phys. Rev. 2000. V. C63. P. 011305R.
75. *Yoneda K. et al.* // Phys. Lett. 2001. V. B499. P. 233.
76. *Orr N. A. et al.* // Phys. Lett. 1991. V. 258B. P. 29.
77. *Utsuno Y. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. C60. P. 054315.
78. *Caurier E. et al.* // Nucl. Phys. 2001. V. A693. P. 374.
79. *Lalazissis G. et al.* // Nucl. Phys. 1998. V. A628. P. 221.
80. *Pitra P. et al.* // Phys. Rev. 2002. V. C65. P. 034329.
81. *Iwasaki H. et al.* // Phys. Lett. 1999. V. B448. P. 180.
82. *Bohlen H. G. et al.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1999. V. 42. P. 17.
83. *Süskonken T. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. C60. P. 034312.
84. *Sakurai H. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. R2802.

85. *Kimara M. et al.* // *Progr. Theor. Phys.* 2002. V. 107. P. 33.
86. *Guillemand-Mueller D. et al.* // *Phys. Rev.* 1990. V. C41. P. 937.
87. *Fukinishi N. et al.* // *Phys. Lett.* 1992. V. B296. P. 279.
88. *Patra S.K. et al.* // *Phys. Lett.* 1991. V. B273. P. 13.
89. *Ren Z. et al.* // *Phys. Rev.* 1995. V. C52. P. R1764.
90. *Pöschl W. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 3841.
91. *Descouvemont P. et al.* // *Nucl. Phys.* 1995. V. A665. P. 440.
92. *Notani M. et al.* // *Ann. Report RIKEN*, 1998.
93. *Lukyanov S.M., Penionzhkevich Yu.E.* // *Yad. Phys.* 2004. V. 67. P. 1654.
94. *Lalazissis G.A. et al.* // *Nucl. Phys.* 1998. V. A632. P. 363.
95. *Guillemand-Mueller D. et al.* // *Nucl. Phys.* 1984. V. A426. P. 37.
96. *Beiner M. et al.* // *Nucl. Phys.* 1975. V. A249. P. 1.
97. *Otsuka T. et al.* // *Phys. Lett.* 1992. V. B292. P. 279.
98. *Storm M.H. et al.* // *J. Phys.* 1981. V. G7. P. L145.
99. *Terasaki J. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A621. P. 706.
100. *Iwasaki H. et al.* // *Phys. Lett.* 2001. V. B522. P. 227.
101. *Otsuka T. et al.* // *Nucl. Phys.* 2001. V. A682. P. 155c.
102. *Sakurai H. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 311c.
103. *Wapstra A.H. et al.* // *Nucl. Phys.* 1985. V. A432. P. 1.
104. *Suzuki T. et al.* // *Nucl. Phys.* 1997. V. A616. P. 286c.
105. *Otsuka T. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 082502.
106. *Glasmacher T. et al.* // *Phys. Lett.* 1997. V. B395. P. 163.
107. *Sorlin O. et al.* // *Phys. Rev.* 1993. V. C47. P. 2941.
108. *Hoffman S. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 152502.
109. *Sohler D. et al.* // *Phys. Rev.* 2002. V. C66. P. 054302.
110. *Dombradi Zs. et al.* // *Nucl. Phys.* 2003. V. A727. P. 195.
111. *Lalazissis G.A. et al.* // *Phys. Rev.* 1999. V. C60. P. 01431.
112. *Werner T.R. et al.* // *Nucl. Phys.* 1996. V. A597. P. 327.
113. *Cottle P.D., Kemper K.W.* // *Phys. Rev.* 1998. V. C58, No. 6. P. 3761.
114. *Grévy S. et al.* // *Phys. Lett.* 2004. V. B594. P. 252.
115. *Grévy S. et al.* // *Nucl. Phys.* 2004. V. A746. P. 145c.
116. *Moller P. et al.* // *At. Data and Nucl. Data Tables.* 1997. V. 66. P. 131.
117. *Werner T.R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. B335. P. 256.
118. *Ibbotson R.W. et al.* // *Phys. Rev.* 1999. V. C59. P. 642.
119. *Doll P. et al.* // *Nucl. Phys.* 1976. V. A263. P. 210.
120. *Caurier E., Nowacki F., Poves A.* // *Eur. Phys. J.* 2002. V. A15. P. 145.
121. *Cottle P.D., Kemper K.W.* // *Phys. Rev.* 2002. V. C66. P. 061301.
122. *Stanoiu M. et al.* // *Eur. Phys. J.* 2004. V. A 20. P. 95.
123. *Sorlin O.* // *Nucl. Phys.* 1995. V. A583. P. 763.
124. *Sarazin F. et al.* // *Hyperfine Interactions.* 2001. V. 132. P. 147.
125. *Caurier E. et al.* // *Phys. Rev.* 1998. V. C58. P. 2033.
126. *Honma M. et al.* // *Phys. Rev.* 2001. V. C65, No. 91. P. 0611301.
127. *Janssens R. V. F. et al.* // *Phys. Lett.* 2002. V. B546. P. 55.

**ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ЯДРА И АСТРОФИЗИКА****7.1. Основные представления об эволюции Вселенной**

Исследования законов микромира, которыми занимается ядерная физика, в последнее время помогли существенно расширить наши представления о явлениях, происходящих в макромире — нашей Вселенной, внесли огромный вклад в разработку астрофизических и космологических теорий. Прежде всего это касается распространенности элементов и сценария их образования, а также свойств различных звезд и космических объектов. Не претендуя на полное изложение всех проблем космологии, остановимся лишь на тех, которые имеют, на наш взгляд, много общего со свойствами ядерной материи, проявляющимися при ядерных взаимодействиях.

В 1965 г. с помощью радиотелескопа было обнаружено существование изотропного «шума», который был отождествлен с тем, что сейчас называют реликтовым излучением, т.е. излучением, равномерно распределенным по небесной сфере и по интенсивности соответствующим тепловому излучению абсолютно черного тела при температуре  $\sim 3$  К. Это наблюдение имело очень важное значение для космологии, так как ранее Дж.Гамовым было предсказано существование подобного излучения в рамках модели, опирающейся на закон Хаббла: «Красное смещение излучения, испускаемого галактиками, пропорционально удаленности от этих галактик». Если объяснять такое смещение эффектом Доплера, то это приводит к картине расширяющейся Вселенной, в которой галактики «разлетаются». Если экстраполировать эту ситуацию назад в прошлое, то можно прийти к заключению, что в прошлом скорость расширения была больше, а плотность Вселенной — выше, чем сейчас. Насколько же далеко в прошлое мы вправе проводить подобную экстраполяцию? Очевидно, это можно делать до той эпохи, когда вся Вселенная была сжата в точку. Согласно оценкам, это было около 10 млрд лет назад. Полагают, что именно в ту эпоху и возникла наблюдаемая ныне Вселенная, причем возникла в чудовищном взрыве. Большой взрыв, как его называют, положил начало не только Вселенной, но и всем известным физическим понятиям, включая понятия пространства и времени. Некоторые авторы [1, 2] рассматривают эволюцию Вселенной в виде четырех последовательных эр, в результате смены которых, согласно новейшим моделям, она пришла к своему теперешнему состоянию ( $\rho \approx 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>,  $T = 3$  К) (рис. 7.1).

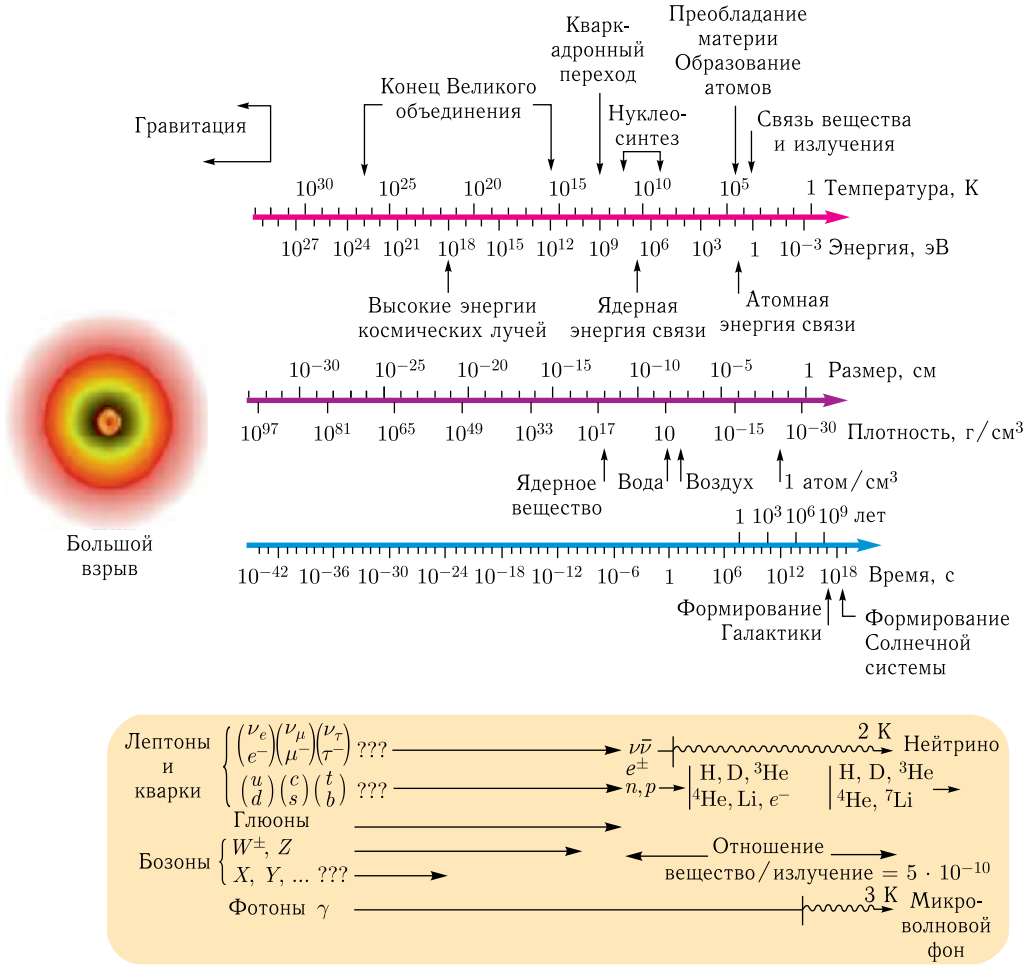


Рис. 7.1. Взаимосвязь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной. Внизу показан кварковый и лептонный состав материи

В этих моделях предполагается, что Вселенная ведет себя как абсолютно черное тело, начальная температура и плотность которого очень высокие (начальная плотность его больше ядерной  $10^{15}$  г/см<sup>3</sup>, а температура выше 1 ГэВ ( $10^{13}$  К)). Излучение этого абсолютно черного тела состоит из адронов, лептонов и фотонов и происходит до тех пор, пока температура выше, чем масса самого легкого из адронов, т.е.  $\pi$ -мезона ( $m_\pi c^2 \approx 140$  МэВ, температура  $1,6 \cdot 10^{12}$  К). Это соответствует «адронной эре», продолжительность которой составляет примерно  $10^{-4}$  с. К концу ее плотность сравнима с плотностью ядерного вещества. Когда температура становится ниже 100 МэВ ( $10^{12}$  К), адроны еще остаются, но уже не могут рождаться спонтанно в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение сопровождается, главным образом,

лептонами и фотонами, и так происходит до тех пор, пока температура выше порога рождения пары  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ , т. е. примерно 1 МэВ. Охлаждение от 100 до 1 МэВ занимает  $\sim 1$  с. Это время соответствует так называемой «лептонной эре», к концу которой плотность становится  $10^4$  г/см<sup>3</sup>. При температуре ниже 1 МэВ лептоны, хотя и существуют как частицы, уже не могут спонтанно рождаться в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение состоит преимущественно из фотонов. Это начало «радиационной эры», конец которой определяется моментом, после которого излучение (фотонное) существует отдельно от вещества (адронов и лептонов). Радиационная эра заканчивается примерно через  $10^6$  лет после Большого взрыва. Плотность вещества становится больше плотности излучения (плотности энергии фотонов) и увеличивается по мере расширения. Это соответствует «звездной эре», которая продолжается до наших дней. В. Л. Гинзбург в своей книге [2] описывает проблемы расширяющейся Вселенной взаимодействием большого числа различных частиц: фотонов, электронов, нейтрино, мюонов,  $\pi$ -мезонов, протонов, нейтронов и др. Хотя, как он сам отмечает, этот подход является достаточно условным, так как мы до сих пор не имеем полного понимания физики элементарных частиц. На рис. 7.1 схематично представлена взаимосвязь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной.

Основная проблема, с которой сталкиваются физики при попытке объяснить космологические явления, в том числе и расширяющуюся Вселенную, связана с «сильным взаимодействием» элементарных частиц. Сильные взаимодействия — это те силы, которые удерживают вместе нейтроны и протоны в атомном ядре. Радиус действия этих сил чрезвычайно мал:  $\sim 10^{-13}$  см. Даже в молекулах, ядра которых находятся на расстоянии  $10^{-8}$  см друг от друга, сильные взаимодействия между ядрами не дают никакого эффекта. Когда два протона подходят друг к другу достаточно близко, сильные взаимодействия становятся примерно в 100 раз больше, чем электрическое отталкивание, поэтому они удерживают от развала атомные ядра. Именно интенсивность сильных взаимодействий делает их значительно более трудными для математического анализа, чем электромагнитные взаимодействия. Вклады разного типа взаимодействий между нуклонами символически изображаются «фeyнмановскими диаграммами», с помощью которых физики пытаются учесть все взаимодействия. Эта проблема, заключающаяся в сложности расчета вероятностей процессов, включающих сильные взаимодействия, была основной причиной, сдерживающей развитие физики элементарных частиц в последнее время. Однако не все процессы включают сильные взаимодействия. Эти взаимодействия испытывает лишь класс частиц, известных как адроны. К ним относятся ядерные частицы и  $\pi$ -мезоны, а также другие нестабильные частицы, такие как  $K$ -мезоны,  $\eta$ -мезоны,  $\lambda$ -гипероны и др. Лептоны (нейтрино, электроны и мюоны) легче адронов и, в отличие от них, не испытывают сильных взаимодействий.

При температуре ниже  $10^{12}$  К («лептонная эра») единственными частицами, присутствовавшими в больших количествах, были лептоны и фотоны, взаимодействиями между которыми можно было пренебречь.

Другая ситуация соответствовала более высоким температурам («адронная эра»), когда в больших количествах имелись адроны и антиадроны. В физике элементарных частиц существует несколько моделей, с помощью которых пытаются объяснить свойства адронов. Одна из них предполагает, что не все частицы одинаковы, некоторые действительно элементарны, а все остальные состоят из простых комбинаций элементарных частиц. Считается, что элементарными частицами являются фотон и все известные лептоны. Однако адроны не являются элементарными частицами. Они состоят из более фундаментальных частиц — «кварков». Кварки бывают различных типов, или «ароматов», такие как «верхний», «нижний», «странный», «очарованный». Более того, каждый «аромат» кварка бывает трех различных цветов — красного, белого и голубого. Если идея кварков правильна, то в этой концепции можно объяснить физику ранней Вселенной. Экспериментально было показано, что при столкновениях электронов с ядерными частицами сила между кварками чрезвычайно мала, когда кварки находятся близко друг к другу. Таким образом, при некоторой температуре, около нескольких тысяч миллиардов кельвинов, адроны разбиваются на составляющие их кварки так же, как атомы разбиваются на электроны и ядра при нескольких тысячах кельвинов, а ядра разбиваются на протоны и нейтроны при нескольких тысячах миллионов кельвинов. Тогда Вселенную в ранние времена можно рассматривать как состоящую из фотонов, лептонов, антилептонов, кварков и антикварков, причем каждая разновидность частиц представляет собой еще один тип излучения. Тем не менее, несмотря на успешное описание многих явлений, в том числе и в космологии, кварковая модель однозначно не подтверждена, так как до сих пор невозможно разбить любой адрон на составляющие его кварки даже с помощью современных ускорителей самых высоких энергий.

Все, что было сказано выше, относится к возможной интерпретации расширения Вселенной на основе сильных взаимодействий элементарных частиц. Одним из наиболее интересных следствий современной теории элементарных частиц является то, что Вселенная могла испытать фазовый переход из одного состояния вещества в другое. И этот фазовый переход связан с другим классом короткодействующих взаимодействий — слабым взаимодействием. Слабые взаимодействия в ядерной физике ответственны за определенные процессы радиоактивного распада (например, распада свободного нейтрона) или за любую реакцию, включающую нейтрино.

Авторы работы [3] показали, что интенсивные потоки нейтрино могут образовываться в результате взрыва сверхновой, что может быть интерпретировано на основе ротационного механизма. Слабые взаимодействия значительно слабее сильных или электромагнитных взаимодействий. Известно, что существует глубокая связь между слабыми и электромагнитными взаимодей-

ствиями, которая и легла в основу новой теории поля, объединяющей эти две силы<sup>1</sup>. Развитие этой теории позволило также сделать важные выводы по проблемам, относящимся к изучению ранней Вселенной.

В 1998 г. С. Перлмуттером, А. Райесом из США и Б. Шмидтом из Австралии было предсказано ускорение расширения Вселенной. За это открытие в 2011 г. они удостоились Нобелевской премии по физике. Это открытие было сделано на основании изменчивости светимости сверхновых звезд, заканчивающих свою эволюцию взрывом. Установить ускорение расширения Вселенной позволил так называемый закон Хаббла, связывающий, как уже отмечалось выше, красное смещение галактик (понижение частот излучения, свидетельствующее о динамическом удалении этих источников друг от друга и в том числе от нашей Галактики) и расстояние до них линейным образом.

Раньше считалось, что Вселенная после Большого взрыва должна расширяться с замедлением, поскольку все тела, которым взрыв придал ускорение, притягиваются друг к другу. Впрочем, впоследствии выяснилось: то, как она расширяется, зависит от того, чем она заполнена. Если бы она была заполнена обычным веществом, то действительно происходило бы замедление, однако она расширяется с ускорением из-за темной энергии.

Нельзя сказать, чтобы это открытие было полной неожиданностью, — отмечались и косвенные признаки, наличие которых порождало подозрения, что темная энергия есть. Но нобелевские лауреаты провели непосредственное измерение ускорения расширения Вселенной, что подтвердило теорию и о темной энергии.

Это открытие породило множество рассуждений о последствиях такого расширения Вселенной. Если раньше предполагалось, что концом Вселенной станет «мировой котел», гибель планет в мировом океане энергии, то теперь можно предположить, что Вселенная остынет: разлетевшись по безбрежным уголкам вакуума, звезды взорвутся, и планеты замерзнут. Вселенную ждет ледяное озеро Коцит, как писал в свое время Данте Алигьери. Однако все это требует дальнейшего осмысливания и накопления новой информации и новых подходов к описанию эволюции Вселенной.

## 7.2. Нуклеосинтез

Как уже отмечалось выше, важную роль в ранней Вселенной играло излучение. Это излучение имеет тепловой спектр, так что его можно характеризовать температурой  $T$  согласно соотношению  $U = \alpha T^4$ , где  $\alpha$  — постоянная излучения. По мере продвижения к начальному этапу температура излучения растет по закону  $T = T_p(1 + Z)$ , где  $T_p$  — температура излучения сегодня и  $Z$  — величина, соответствующая красному смещению.

---

<sup>1</sup> За создание этой теории С. Вайнберг, А. Салам, Ш. Глэшоу были удостоены в 1979 г. Нобелевской премии по физике.

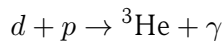
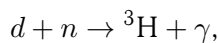


Для раннего периода, когда излучение доминировало, из уравнений Эйнштейна следует простое соотношение между температурой  $T$  и временем  $t$ , прошедшим с момента Большого взрыва:

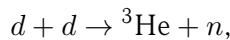
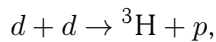
$$T = \alpha \frac{10^{10}}{\sqrt{t}}.$$

Время  $t$  здесь выражено в секундах, а температура  $T$  — в кельвинах. Постоянная  $\alpha$  имеет величину порядка единицы и зависит от состояния вещества и излучения во Вселенной. Если положить  $\alpha = 1$ , то согласно этому соотношению спустя 1 с после Большого взрыва температура излучения во Вселенной была  $10^{10}$  К. При такой температуре в ранней Вселенной, состоявшей из электронов, позитронов, нейтрино, антинейтрино, нейтронов, протонов и фотонов, могли образоваться различные ядра, начиная с дейтронов и кончая гелием. Более тяжелые ядра, такие как ядра углерода, кислорода и т. д., могли синтезироваться лишь в ходе термоядерных реакций в звездах. Причина этого заключается в том, что есть некоторый интервал неустойчивости легких ядер, расположенных около ядра лития, и этот интервал не удается преодолеть в ходе первичного нуклеосинтеза. Поэтому синтез в раннюю эпоху останавливается на стадии образования гелия.

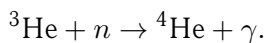
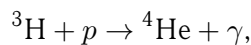
Полагают, что одной из первых реакций, приводящих к образованию тяжелых ядер, является реакция  $n + p \rightarrow \alpha + \gamma$ . Как показали расчеты, эта реакция идет при температуре  $T = 9 \cdot 10^9$  К, что соответствует соотношению нейтронов и протонов во Вселенной  $N_n/N_p = 0,2$  и времени  $\sim 3$  с. При этих условиях образуется достаточное количество дейтерия для производства ядер с массой 3 в следующих реакциях:



или

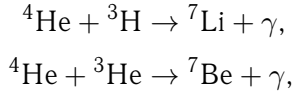


и окончательно  ${}^4\text{He}$  может быть образован в результате реакций



Энергия связи продуктов этих реакций больше, чем дейтерия (2,225 МэВ), тогда если фотон может образовать дейтерий, то он может участвовать и в других реакциях. Так как не существует стабильной массы 5, то  ${}^4\text{He}$

является последним ядром на начальном этапе нуклеосинтеза. В принципе, он мог бы образовать более тяжелые ядра ( $A = 7$ ) в результате реакций



но кулоновский барьер для этих реакций  $\sim 1$  МэВ, тогда как ядра при температуре  $T = 9 \cdot 10^8$  К имеют кинетическую энергию только 0,1 МэВ.

В работе [4] приводятся в хронологическом порядке события, которые происходили во Вселенной, начиная с момента  $10^{-2}$  с после ее рождения (табл. 7.1).

Таблица 7.1. Первичный нуклеосинтез

Возраст Вселенной	Температура, К	Состояние и состав вещества
$10^{-2}$ с	$10^{11}$	$n$ , $p$ , $e^-$ , $e^+$ , $\nu$ , $\bar{\nu}$ в тепловом равновесии; $n$ и $p$ в одинаковом количестве
$10^{-1}$ с	$3 \cdot 10^{10}$	Те же частицы, что и выше, но $N_n/N_p \cong 3 : 5$
1 с	$10^{10}$	$\nu$ , $\bar{\nu}$ отделяются от остальных частиц; $e^-$ , $e^+$ начинают аннигилировать; $N_n/N_p \cong 1 : 3$
13,8 с	$3 \cdot 10^9$	Начинается образование D и ${}^4\text{He}$ ; исчезают $e^-$ , $e^+$ ; есть также свободные $n$ и $p$
35 мин	$3 \cdot 10^8$	Фиксируется количество D и ${}^4\text{He}$ по отношению к числу протонов и электронов; ${}^4\text{He}/\text{H} \sim 22\text{--}28\%$ (по массе)
$7 \cdot 10^5$ лет	$3 \cdot 10^3$	Химическая энергия связи становится достаточной, чтобы образовались устойчивые нейтральные атомы. Теперь Вселенная прозрачна для излучения. Вещество начинает доминировать над излучением

Обозначения:  $n$  — нейтрон,  $p$  — протон,  $e^-$  — электрон,  $e^+$  — позитрон,  $\nu$  — нейтрино,  $\bar{\nu}$  — антинейтрино, D — дейтерий, H — водород, He — гелий.

Из табл. 7.1 видно, что процессы образования ядер прекращаются при  $t = 35$  мин, когда температура Вселенной падает до  $3 \cdot 10^8$  К. Это означает, что протоны и нейтроны уже не сливаются, образуя более тяжелые ядра. Следующий этап осуществляется, когда возраст Вселенной достигает  $7 \cdot 10^5$  лет и температура падает до 3000 К. При такой температуре химическая энергия связи атомных ядер и электронов достаточно высока, чтобы удержать их вместе в виде нейтральных атомов. В эту эпоху происходит образование водорода и гелия. На этом завершается этап первичного нуклеосинтеза. Более тяжелые ядра образуются уже в результате процессов, связанных с эволюцией звезд.

### 7.3. Звездный нуклеосинтез

В процессе эволюции Вселенная постоянно обогащается все более тяжелыми химическими элементами. Распространенность химических элементов во Вселенной определяют разными способами: по спектру излучения звезд, путем элементного анализа земных и космических образцов (метеоритов, лунных образцов). Полученная кривая распространенности элементов показана на рис. 7.2. Кривая имеет максимумы для группы кремния и группы железа, после чего распадается на две ветви: одна включает нейтронно-обогащенные изотопы и характеризуется тремя двойными пиками вблизи магических чисел  $N = 50, 82$  и  $126$ , а вторая включает менее распространенные протонно-обогащенные изотопы.

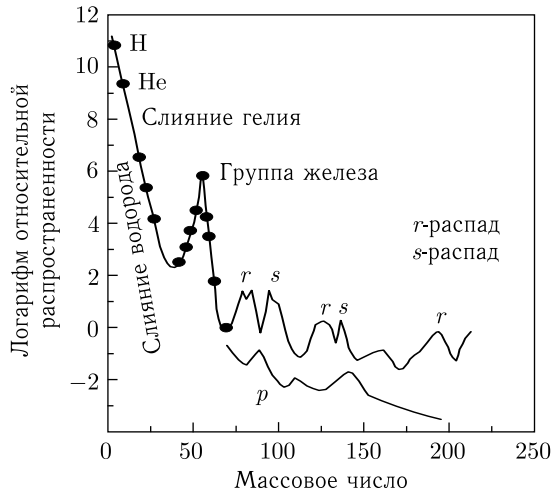


Рис. 7.2. Кривая распространенности элементов. Верхняя ветвь с двойными ( $r$  и  $s$ ) пиками соответствует нейтронно-избыточным изотопам, нижняя ( $p$ ) — протонно-обогащенным изотопам

Одной из ступеней нуклеосинтеза являлось образование  $^{12}\text{C}$ . Как было показано выше, углерод может быть образован в результате реакции  $^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ . Однако ядро  $^8\text{Be}$  является нестабильным по отношению к распаду на две  $\alpha$ -частицы и живет  $10^{-16}$  с. Между тем при температуре, близкой к  $10^8$  К, и плотности порядка  $10^5$  г/см<sup>3</sup> три ядра  $^4\text{He}$  могут образовать ядро  $^{12}\text{C}$  в результате двухступенчатой реакции  $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ , вторая часть которой носит резонансный характер. Эта реакция позволяет объяснить существование углерода, а с ним и других наблюдаемых изотопов. На каждой стадии слияния ядер, инициируемого взрывами внешней оболочки звезд, образуются все более тяжелые ядра:  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{S}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ . При этом процессы образования сопровождаются и процессами распада этих ядер. В этом случае в наиболее благоприятных

условиях находятся изотопы, имеющие наибольшую стабильность (энергия связи на нуклон максимальна). К ним относятся ядра в области  $A \approx 60$ . Это объясняет повышенное содержание ядер группы железа [5].

Несколько иной механизм образования ядер тяжелее железа. Этот механизм объясняется последовательными реакциями радиоактивного захвата нейтронов элементами группы железа. Наличие двойных пиков в кривой распространенности элементов (рис. 7.2) свидетельствует о наличии двух различных процессов захвата нейтронов, так называемых  $r$ - и  $s$ -процессов. Эти два процесса соответствуют различным нейтронным плотностям. В случае малых плотностей нейтронов ( $s$ -процесс (slow)) при радиационном захвате  $A, Z + n(A + 1, Z) + \gamma$  образуется изотоп с массой на единицу больше, чем масса ядра мишени. Если конечное ядро  $(A + 1, Z)$  стабильно, то на нем также может произойти радиационный захват с образованием нового изотопа  $(A + 2, Z)$ . При малых потоках ядро  $(A + x, Z)$  распадается раньше, чем поглотит нейтрон. В основном происходит  $\beta$ -распад, в результате которого образуется новое ядро  $(A + x, Z + 1)$ , или же целая цепочка распадов, заканчивающаяся на ядре, время жизни которого будет достаточно большим для того, чтобы произошел новый радиационный захват. Этот процесс повторяется многократно и приводит к образованию нейтронно-дефицитных ядер с массой до 200. После этого ядра с большой вероятностью делятся, что прерывает  $s$ -процесс. При больших плотностях нейтронов ( $r$ -процесс (rapid)) ядро  $(A + x, Z)$  поглощает нейтроны раньше, чем распадается, и происходят новые радиационные захваты. Это происходит до тех пор, пока цепочка захватов не дойдет до изотопа с очень малым периодом полураспада, и мы придем к предыдущему случаю.

На рис. 7.2 показаны цепочки  $r$ - и  $s$ -процессов образования изотопов из ядра  $^{56}\text{Fe}$ . Подтверждением существования  $r$ - и  $s$ -процессов является повышенное содержание изотопов при  $N = 50, 82$  и  $126$ . Экспериментально показано, что распространенность элементов обратно пропорциональна полным сечениям захвата нейтронов. Для ядер с магическими числами это сечение на несколько порядков ниже, чем для других соседних ядер. С точки зрения ядерной физики этот результат является проявлением магических чисел. Для астрофизики — это доказательство существования  $s$ -процесса.

Было предсказано также существование оболочки с  $Z = 114$  и, соответственно, повышение стабильности сверхтяжелых ядер вблизи дважды магического ядра  $^{298}114$  (114 протонов и 184 нейтрона). Расчеты, проведенные по оболочечной модели, показали возможность существования такого сверхтяжелого ядра с периодом полураспада до  $\sim 10^8$  лет [6]. Несмотря на то, что точность таких расчетов невелика и они, скорее, носят качественный характер, последние опыты по синтезу тяжелых изотопов 112–118-го элементов показали, что наблюдается повышение стабильности сверхтяжелых ядер по отношению к  $\alpha$ -распаду [7], что является дополнительным подтверждением повышения стабильности сверхтяжелых ядер вблизи оболочек (рис. 7.3).

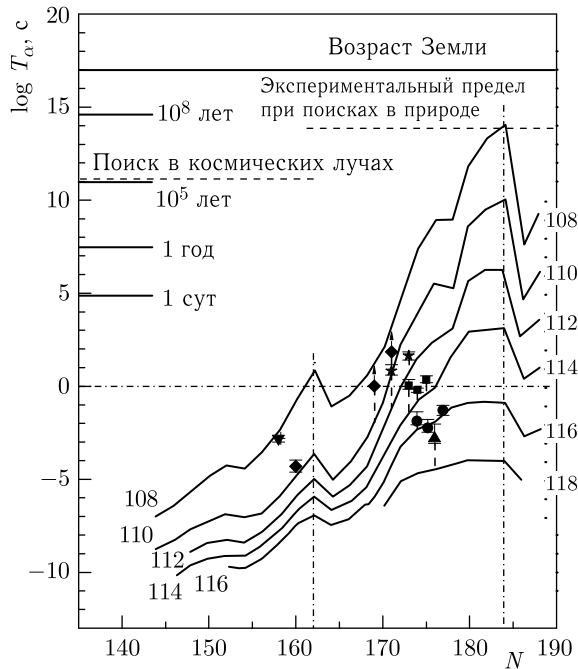


Рис. 7.3. Зависимость времени жизни сверхтяжелых элементов по отношению к их  $\alpha$ -распаду от числа нейтронов  $N$ . Сплошные горизонтальные линии отмечают определенный возраст: возраст Земли,  $10^8$  лет,  $10^5$  лет, 1 год, 1 сут. Штриховыми линиями указаны экспериментальные пределы поиска элементов в природе и космических лучах

Если предположить, что наиболее долгоживущие сверхтяжелые ядра имеют период полураспада  $10^5$ – $10^6$  лет, что не сильно расходится с предсказаниями теории, которая свои оценки делает также с определенной точностью, то не исключено, что они могут быть обнаружены в космических лучах — свидетелях образования элементов на других, более молодых планетах Вселенной. Если предположить также, что период полураспада «долгожителей» может составлять десятки миллионов лет и более, то они могли бы присутствовать в Земле, сохранившись в очень малых количествах от момента образования элементов в Солнечной системе до наших дней. Среди возможных кандидатов наиболее реальными являются изотопы 108-го элемента (Hs), ядра которых содержат около 180 нейтронов. Химические опыты, проведенные с короткоживущим изотопом  $^{269}\text{Hs}$  ( $T_{1/2} \sim 9$  с), показали, что 108-й элемент, как и ожидалось, согласно периодическому закону Менделеева, является химическим гомологом 76-го элемента — осмия (Os) [8]. Тогда образец металлического осмия может содержать в очень малых количествах 108-й элемент Ека(Os). Присутствие Ека(Os) в осмии можно определить по его радиоактивному распаду. Возможно, сверхтяжелый элемент будет испытывать спонтанное деление, либо спонтанное деление наступит после предшествующей

щих  $\alpha$ - или  $\beta$ -распадов (вид радиоактивного превращения, при котором один из нейтронов ядра превращается в протон) более легкого и более короткоживущего дочернего или внучатого ядра. Тогда распад сверхтяжелого ядра будет регистрироваться по нейтронной вспышке, сопровождающей спонтанное деление. Такая установка, включающая в себя  $4\pi$ -нейтронный детектор, была создана в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ и расположена для уменьшения космического фона нейтронов в подземной лаборатории, расположенной под Альпами в середине тоннеля, соединяющего Францию с Италией, на глубине, соответствующей 4000-метровому слою водного эквивалента. Если в течение года измерений будет наблюдаться хотя бы одно событие спонтанного деления сверхтяжелого ядра, то это будет соответствовать концентрации 108-го элемента в Os-образце около  $5 \cdot 10^{-15}$  г/г, в предположении, что его период полураспада равен  $10^9$  лет. Столь малое значение составляет всего  $10^{-16}$  от концентрации урана в земной коре.

Несмотря на сверхвысокую чувствительность эксперимента, шансы обнаружить реликтовые, сверхтяжелые нуклиды малы. Отсутствие эффекта даст лишь верхнюю границу периода полураспада долгожителя на уровне  $T_{1/2} \leq 3 \cdot 10^7$  лет [9].

Пока активные поиски в природных объектах (космических лучах, материалах, лунных образцах, концентратах тяжелых химических элементов земных образцов) не дали положительного результата. В настоящее время проводятся эксперименты на ускорителях в Дубне и Дармштадте (Германия), направленные на искусственный синтез сверхтяжелых элементов в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, но, естественно, при меньших временах жизни. Таким образом, в ближайшее время, очевидно, будет дан ответ на вопрос о существовании сверхтяжелых элементов.

Говоря о проблеме звездного нуклеосинтеза, нельзя не упомянуть о некоторых процессах, происходящих в звездах, и в первую очередь на Солнце, которые существенно меняют начальную распространенность элементов. Главным образом это относится к так называемому CNO-циклу, в котором углерод, азот и кислород играют роль катализатора в образовании  $4p \rightarrow {}^4\text{He}$  (рис. 7.4, а также п. 7.9).

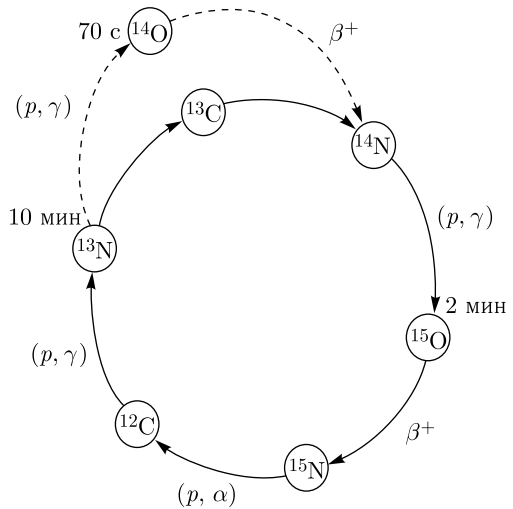


Рис. 7.4. «Холодный» (сплошная кривая) и «горячий» (штриховая) CNO-циклы. Указаны периоды полураспада  $T_{1/2}$  для изотопов  ${}^{13}\text{N}$ ,  ${}^{14,15}\text{O}$

### 7.4. Ядерная космохронология

Космохронология определяет время происшедших во Вселенной событий путем изучения изменения относительной распространенности изотопов с большими периодами полураспада. С этой целью исследуется содержание родительских и дочерних ядер с периодом полураспада, лежащим в интервале  $10^6$ – $10^{10}$  лет.

Наиболее удобны для этого цепочки  $^{40}\text{K}$  ( $1,3 \cdot 10^9$  лет)  $\rightarrow$   $^{40}\text{Ar}$ ;  $^{87}\text{Rb}$  ( $4,8 \times 10^{10}$  лет)  $\rightarrow$   $^{87}\text{Sr}$ ;  $^{232}\text{Th}$  ( $1,4 \cdot 10^{10}$  лет)  $\rightarrow$   $^{208}\text{Pb}$ ;  $^{238}\text{U}$  ( $4,5 \cdot 10^9$  лет)  $\rightarrow$   $^{206}\text{Pb}$ .

Все эти изотопы образовались в результате *r*-процесса. Старейшие образцы земного и лунного происхождения, а также образцы метеоритов имеют возраст до 4,55 гигалет ( $4,55 \cdot 10^9$ ). Исследования в них активностей дочерних продуктов показали, что возраст Солнечной системы составляет 4,6–4,8 гигалет, и последовательность ее эволюции следующая:

- 1) Большой взрыв, приведший к образованию нейтральных атомов ( $\sim 10^6$  лет);
- 2) уплотнение галактик и образование звезд (временной интервал  $\delta \sim 1$ – $2$  гигалет);
- 3) нуклеосинтез в звездах, ведущий к образованию существующих химических элементов (временной интервал  $\Delta$ );

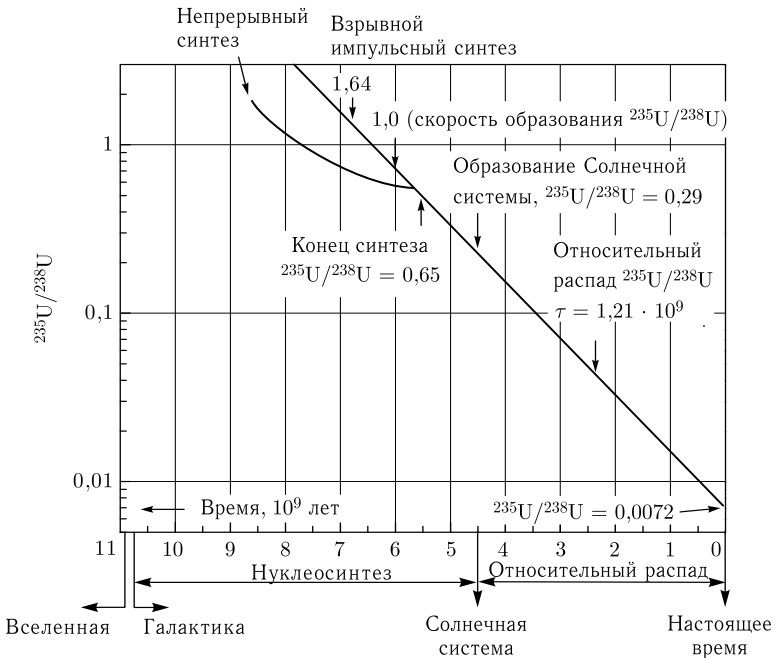


Рис. 7.5. Соотношение содержания  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  в зависимости от времени с момента образования Вселенной до нашего времени, когда это соотношение составляет 0,0072

4) образование Солнечной системы из остатков ранних звезд (временной интервал  $T_C = 4,6$  гигалет).

Таким образом, возраст Вселенной определяется как  $T_B = \delta + \Delta + T_C$ .

Для нахождения значений этих времен обычно сравнивают наблюдаемое содержание тех или иных изотопов и их соотношение с вычислениями по какой-либо модели. Эти расчеты для ядер с массой легче 200 обычно усложняются из-за необходимости учитывать вклад в их образование  $r$ - и  $s$ -процессов. Для более тяжелых ядер можно рассматривать вклад только  $r$ -процесса. Так, соотношение  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  меняется со временем из-за разного периода полураспада. В настоящее время это соотношение (0,00720) сильно отличается от того, которое было в момент образования Солнечной системы (0,29). В процесс образования  $^{238}\text{U}$  вносят вклад после  $\beta$ -распада изотопы с массой 238, образующиеся в результате  $r$ -процесса и  $\alpha$ -распада ядер с массой 242, 246 и 250. Ядра с массой выше 250 имеют короткий период полураспада по отношению к спонтанному делению и поэтому не вносят существенного вклада в образование  $^{238}\text{U}$ . С учетом этого можно оценить соотношение  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ , образующихся в  $r$ -процессе.

На рис. 7.5 показаны результаты оценки соотношения  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  в зависимости от времени. Такие же расчеты проводят для более легких ядер. В этом случае приходится учитывать вклад  $s$ -процесса, а также структуру самих ядер, т. е. схему ядерных уровней, которые заселяются с разной вероятностью. Эту информацию о структуре ядерных уровней получают из экспериментов, проводимых на ускорителях в лабораторных условиях.

## 7.5. Ядерно-физические эксперименты в астрофизике

Наиболее фундаментальные проблемы астрофизики — процессы выделения энергии при образовании и взрыве звезд, а также нуклеосинтез — самым непосредственным образом связаны с физикой элементарных частиц и с исследованиями методами ядерной физики характеристик ядер и ядерных взаимодействий при различных энергиях, в том числе и при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Основную информацию для решения тех или иных астрофизических проблем получают из следующих экспериментальных данных:

- периодов полураспада ядер у границ нуклонной стабильности (для  $r$ - и  $s$ -процессов);
- вероятности нейтронной эмиссии после  $\beta$ -распада;
- характеристик ядерных реакций, приводящих к синтезу новых ядер;
- значений полных сечений ядерных реакций;
- характеристик ядерных реакций под действием экзотических ядер;
- энергий связи и масс ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности;



- характеристик супернейтронно-избыточных ядер легчайших элементов (мультинейтронные системы, сверхтяжелые изотопы водорода ( $^{4,5,6,7}\text{H}$ ), гелия ( $^{6,8,9,10}\text{He}$ ), лития ( $^{9,10,11,13}\text{Li}$ ) и др.);
- ядерной температуры;
- характеристик эмиссии нейтрино из экзотических ядер ( $^8\text{B}$ );
- вероятности протекания термоядерных реакций с легкими экзотическими ядрами.

Список этих данных, извлекаемых из ядерно-физических экспериментов, можно продолжить. Однако уже из вышеперечисленного видно, насколько обширная информация может быть получена из таких экспериментов для решения многих проблем астрофизики.

Экзотические состояния ядерной материи, т. е. ядер, находящихся в экстремальных состояниях: с высоким спином, большой деформацией, высокой плотностью и температурой, ядра, обогащенные нейтронами или протонами на границе нуклонной стабильности, — играют важную роль в исследованиях фундаментальных свойств ядер, приближающих нас к выводу уравнения состояния ядерной материи. Это, несомненно, имеет большое значение при экстраполяции характеристик микромира в макромир, представляющий нашу Вселенную.

Синтез и изучение нейтронно-избыточных изотопов имеют две основные цели: установление местоположения границ нейтронной стабильности и получение информации о свойствах экзотических ядер вблизи этих границ. С развитием ускорительной техники стало возможным получать ускоренные пучки вторичных радиоактивных ядер. В связи с этим открылись новые широкие возможности для изучения как структуры самих легких экзотических ядер, так и особенностей ядерных реакций под действием этих ядер.

Чрезвычайно важным является получение новой информации о ядрах, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности, так как можно ожидать существенных отклонений свойств таких ядер от общеизвестных закономерностей (и они уже экспериментально наблюдаются). Здесь удобными объектами для исследования служат ядра в области малых  $Z$ . Однако принципиальным является вопрос о том, насколько общими могут быть выводы, сделанные для столь небольшого количества ядер. Ответ и на этот вопрос может дать только эксперимент.

## 7.6. Схемы уровней ядер

Схемы уровней легких нейтронно-избыточных ядер, как стабильных, так и нестабильных по отношению к распаду с испусканием нейтрона, также дают важную информацию об их свойствах. До недавнего времени информация об уровнях таких ядер была достаточно скудной, в том числе сам факт существования возбужденных состояний для большинства таких ядер не был установлен. Например, для наиболее тяжелых стабильных изотопов  $^8\text{He}$ ,

$^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и нестабильных  $^{10}\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$ ,  $^{16}\text{B}$  наличие возбужденных уровней было обнаружено лишь недавно. Экспериментальная информация об уровнях с их квантовыми характеристиками позволяет определить последовательность заполнения оболочек и тем самым применимость той или иной теоретической модели, наличие коллективного возбуждения (например, мягкой дипольной моды), тип распада уровней и т. д.

### 7.7. Форма ядер

Как уже отмечалось выше, деформация ядер может привести к увеличению энергии связи ядер. С этой точки зрения особый интерес представляют ядра с числом нейтронов  $N = 20$ , для основного состояния которых ожидается сферическая форма вследствие заполнения замкнутой оболочки  $N = 20$  [10]. Однако последние теоретические расчеты их энергий связи предсказывают для некоторых из них наличие сильной продольной деформации ( $\beta \sim 0,3$ ) и даже существование изомерных состояний. Предполагается, что следствием этой деформации является экспериментально обнаруженное резкое увеличение энергии связи двух нейтронов (например, для нейтронно-избыточных ядер  $^{31}\text{Na}$  и  $^{32}\text{Mg}$ ), т. е. имеет место инверсия нильсоновских уровней, соответствующих большой деформации [12]. Это свидетельствует о том, что разрушается замкнутая оболочка и  $N = 20$  не является больше магическим числом. Последующие эксперименты [13] показали возможность нахождения ядер в области между магическими числами  $N = 20$  и 28 в сферической и деформированной форме (область сосуществования двух видов деформации).

Эксперименты по измерению  $T_{1/2}$  для ядер  $^{27,29}\text{F}$ ,  $^{30}\text{Ne}$  показали также, что они являются более стабильными, чем это предсказывалось оболочечной моделью [14]. Измеренная большая величина вероятности перехода  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  для ядра  $^{32}\text{Mg}$  ( $N = 20$ ) подтвердила возможность существования деформации в магических легких ядрах [15]. Обнаружение последних связанных сильно нейтронно-избыточных изотопов  $^{32}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Mg}$  [16, 17] также показало справедливость предсказания увеличения стабильности нейтронно-избыточных ядер с увеличением их деформации.

Исследование свойств ядер вблизи магических чисел нейтронов  $N = 20$ , 28, 50 является интереснейшей задачей ядерной физики и требует дальнейшего развития с использованием разнообразных методов для измерения деформации ядер и их радиусов. Информация о свойствах таких ядер необходима для расчета сценариев нуклеосинтеза в  $r$ -процессе.

### 7.8. Размеры ядер

Определение размеров ядер всегда являлось фундаментальной задачей ядерной физики, поскольку для многих расчетов необходимы точные значения распределения ядерной материи (зарядовых и нуклонных радиусов).

С появлением возможности получать вторичные пучки радиоактивных ядер существенно расширился диапазон ядер, для которых можно было определить прямым способом их размеры, используя информацию из экспериментов по измерению сечений реакций, вызванных такими ядрами. Известно, что изменения в энергии связи коррелируют с размером ядра. Наиболее ярко это проявилось в области легких ядер, где был выявлен ряд новых интересных свойств, которые связаны с исключительно малой энергией связи валентных нейтронов в ядрах, находящихся на границе нейтронной стабильности. Так, в реакциях с вторичными пучками радиоактивных изотопов гелия, лития, бериллия и бора было обнаружено исключительно высокое значение сечения реакции для некоторых изотопов [18]. Извлеченные в этих экспериментах значения радиусов распределения ядерного вещества показали постепенное их увеличение с ростом числа нейтронов, а для слабосвязанных ядер  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и  $^{17}\text{B}$ , близких к границе стабильности, эти радиусы существенно превысили значения, определяемые стандартным приращением в зависимости от массы  $\sim A^{1/3}$  [19].

Подобные результаты получены также и для области более тяжелых ядер [20].

Выявление закономерностей в поведении радиусов в зависимости от массы, изоспина и энергии в широком диапазоне позволяет определять структуру экзотических ядер и предсказывать существование новых ядер с нейтронным гало. В этих исследованиях особенно информативным является изучение зеркальных ядер, когда одно из них является несвязанным. Использование измеренных значений квадрупольных моментов, а также разниц в кулоновской энергии дает возможность ввести новый вид систематики при поиске необычных состояний экзотических ядер. Полученные таким образом значения радиусов распределения нуклонов позволяют определять вероятности их взаимодействия с другими ядрами, что является принципиальным в расчетах сценария нуклеосинтеза.

## 7.9. Ядерные реакции и нуклеосинтез

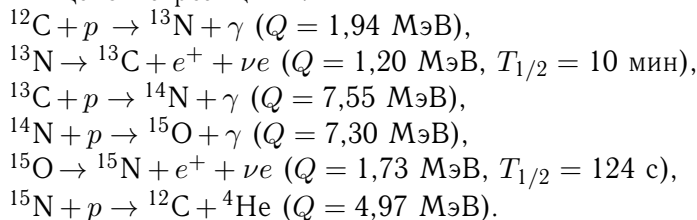
Важную роль в процессах нуклеосинтеза играют ядерные реакции, идущие с захватом протонов, нейтронов или более тяжелых частиц ( $\alpha$ -частиц, тяжелых ионов) различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания этих реакций является сложной экспериментальной задачей. Сечение таких процессов также сильно зависит от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды ее температура относительно низкая и эффективное сечение реакций составляет от пикобарн до нанобарн ( $10^{-36}$ – $10^{-33}$  см<sup>2</sup>). При взрыве звезд температура очень высокая ( $\sim 10^9$  К) и эффективное сечение составляет миллибарны ( $10^{-27}$  см<sup>2</sup>). Для моделирования этих процессов в лабораторных условиях необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при

взрыве звезд. Такая возможность в последнее время появилась с созданием ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер. С помощью таких пучков исследуют характеристики реакций, используя при этом мишени из водорода и гелия.

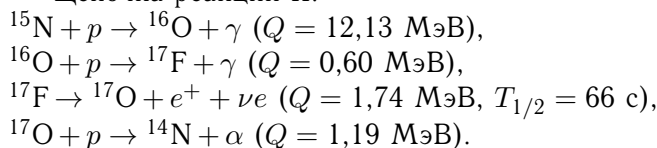
Приведем несколько примеров таких реакций. В последнее время астрофизиками активно обсуждается существование неоднородностей в распределении адронной материи после ее перехода кварк-адронной фазы. При этом содержание элементов с  $A \approx 7$  может быть гораздо выше того, что предсказывается Стандартной моделью. Для нуклеосинтеза в таком неоднородном («big band») процессе принципиальными являются реакции типа  ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ ,  ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$ ,  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n\gamma){}^6\text{Li}$ ,  ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n\gamma){}^9\text{Be}$ . При моделировании горячего протон-протонного канала, который может иметь место при взрыве сверхновых звезд, интерес представляют измерения скорости протекания таких реакций, как  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ ,  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$ ,  ${}^8\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ .

Классический CNO-цикл в звездах протекает тогда, когда реакция  ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$  более вероятна, чем  $\beta$ -распад ядра  ${}^{13}\text{N}$ . Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и супермассивных объектов. Для исследования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как  ${}^{19}\text{Ne}(p, \gamma){}^{20}\text{Na}$ ,  ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$ ,  ${}^{15}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{19}\text{Ne}$ . Приведем классические цепочки CNO-цикла в звездах.

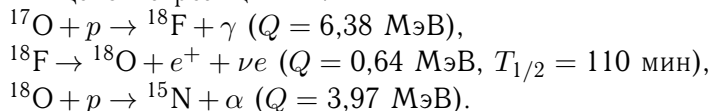
Цепочка реакций I:



Цепочка реакций II:



Цепочка реакций III:



Другой непрямой способ определения скорости реакций, а также исследования цепочек образования нуклидов в нуклеосинтезе состоит в получении методами ядерной физики спектроскопических данных о ядрах, удаленных от линии стабильности. Эти данные непосредственно используются для описания  $s$ - и  $r$ -процессов. Особенно важно знать с высокой точностью характеристики распада ядер в так называемых поворотных точках  $r$ -процесса. Главное

условие этого процесса нуклеосинтеза — скорость захвата нейтронов должна быть больше скорости  $\beta$ -распада. Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции  $(n, \gamma)$  не станет меньше скорости распада изотопа. Образующееся ядро распадается затем в результате  $\beta$ -распада, и вновь начинается последовательный захват нейтронов. В результате этого происходит образование нейтронно-избыточных ядер. Ядра, первоначально образующиеся, сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных  $\beta$ -распадов они начинают превращаться в ядра, имеющие большую стабильность, т.е. в ядра, расположенные ближе к дорожке  $\beta$ -стабильности. При этом в результате каждого акта  $\beta$ -распада при неизменном массовом числе  $A$  происходит увеличение заряда ядра на единицу. Таким образом образуются «ключевые», или «поворотные», ядра, свойства которых — периоды полураспада  $T_{1/2}$ , вероятность нейтронного распада  $P_n$  — особенно важны для понимания процесса образования элементов во Вселенной. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока отношение числа нейтронов к числу протонов не станет соответствовать образованию стабильного по отношению к  $\beta$ -распаду ядра.

Реакции захвата нейтронов останавливаются на так называемых «поворотных» ядрах; в частном случае, представленном на рис. 7.6, такими ядрами являются  $^{44}\text{S}$  и  $^{45}\text{Cl}$  [32]. Свойства этих ядер ( $T_{1/2}$  и  $P_n$ ) определяются экспериментально. С помощью этих данных удалось объяснить anomalously

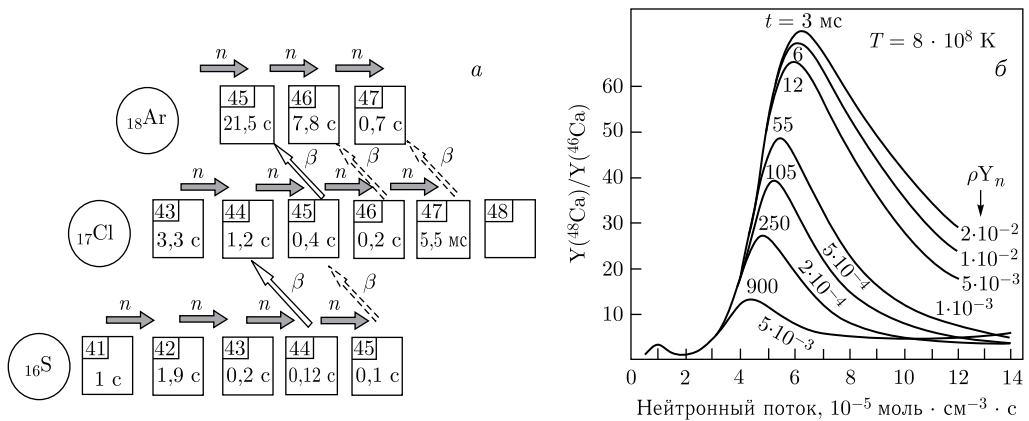


Рис. 7.6. а) Карта нуклидов для нейтронно-избыточных изотопов в области S–Ag. Стрелками указаны два пути образования изотопов во Вселенной при взрыве: подхват нейтронов и  $\beta$ -распад. Первоначально образующиеся ядра сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных  $\beta$ -распадов они превращаются в ядра, имеющие большую стабильность. Реакции захвата нейтронов останавливаются на так называемых поворотных ядрах, в данном случае это  $^{44}\text{S}$  и  $^{45}\text{Cl}$ . б) Соотношение содержания  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$  в метеорите ЕК-1-4-1 в зависимости от нейтронного потока для температуры  $T = 8 \cdot 10^8 \text{ K}$ , рассчитанное исходя из экспериментально полученной цепочки  $\beta$ -распадов [32]

низкое содержание  $^{46}\text{Ca}$  по сравнению с  $^{48}\text{Ca}$ , обнаруженное при исследовании метеорита ЕК-1-4-1. Заметим, что относительное содержание изотопов кальция в Солнечной системе  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} \sim 50$ , тогда как в метеорите оно в 4 раза больше.

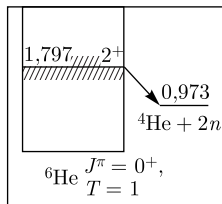
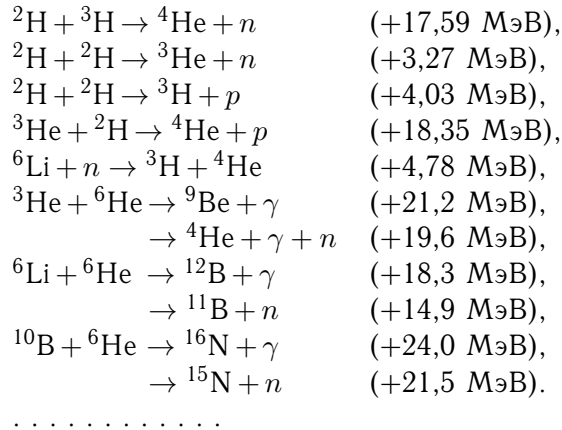
Как было установлено, ядра  $^{48}\text{Ca}$  накапливаются в результате двух реакций:  $^{48}\text{Ar}(\beta^-)^{48}\text{K}(\beta^-)^{48}\text{Ca}$  и  $^{49}\text{Ar}(\beta^-)^{49}\text{K}(\beta n)^{48}\text{Ca}$ . В случае процесса накопления  $^{46}\text{Ca}$  образующими его ядрами должны быть изотопы хлора  $^{46,47}\text{Cl}$ , поскольку поворотным ядром для изотопов серы является  $^{44}\text{S}$ . Из измеренных значений  $T_{1/2}$  и  $P_n$  для  $^{46}\text{Cl}$  (223 мс,  $P_n = 60\%$ ) и  $^{47}\text{Cl}$  (55 мс,  $P_n < 3\%$ ) следует, что вероятность нейтронного распада для  $^{47}\text{Cl}$  очень низкая. Этим авторы объясняют аномально низкое обогащение  $^{46}\text{Ca}$  по сравнению с  $^{48}\text{Ca}$ . Более того, измеренные свойства ядер позволили получить качественные оценки времени взрыва и потока нейтронов и соответствующей ему температуры звезды, испускающей нейтроны во временной шкале (см. рис. 7.6, б) при образовании указанного метеорита, возможно, от взрыва сверхновой звезды.

Среди последних успехов ядерной физики — обнаружение и исследование новых видов радиоактивного распада:  $\beta$ -запаздывающего деления, протонного и нейтронного распада. Учет этих видов распада существенно влияет на вероятность образования нуклидов в  $r$ -процессе и является важной проблемой, связывающей ядерную физику и астрофизику.

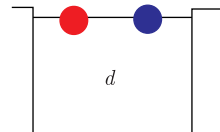
Особый интерес для астрофизики представляют реакции с легкими слабосвязанными ядрами, протекающие при энергиях, близких к кулоновскому барьеру. Эти реакции имеют много особенностей, которые были обнаружены в последнее время с помощью пучков радиоактивных ядер. Одна из таких особенностей — увеличение сечений взаимодействия в подбарьерной области энергий. Особенно сильно этот эффект проявился для кластерных ядер ( $^{6,9,11}\text{Li}$ ) [11, 33, 34], а также ядер с нейтронным гало ( $^{6,8}\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ) [35, 36]. Основными каналами взаимодействия таких ядер являются реакции передачи, реакции развала и реакции полного слияния. Процесс развала с последующим слиянием ядра-остатка исследуется в многочисленных теоретических и экспериментальных работах. В соответствии с классическими представлениями слияние взаимодействующих ядер происходит после преодоления ими барьера, который определяется дальнедействующими кулоновскими силами и составляющей короткодействующего ядерного потенциала. Однако в случае взаимодействия слабосвязанных ядер процесс слияния имеет более сложный характер в связи с большой вероятностью развала этих ядер с последующим захватом ядра-остатка (неполное слияние). Это существенно усложняет описание взаимодействия таких систем и приводит к новым неожиданным эффектам при энергиях вблизи кулоновского барьера — глубокоподбарьерному слиянию и передаче кластеров из слабосвязанных ядер, имеющих, как правило, кластерную структуру. Так, для реакции передачи нейтронов в случае взаимодействия  $^6\text{He}$  сечение достигает значения несколько барн и имеет максимум при энергии вблизи кулоновского барьера. Большое се-

чение передачи одного нейтрона и его плавное спадание в область низких энергий (до 5 МэВ) может свидетельствовать о механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона ядра  ${}^6\text{He}$  с ядром мишени.

Аналогичный пример хорошо известен для  $dp$ -реакций, где в глубоководбарьерной области энергии наблюдается существенное увеличение сечения (так называемый резонанс Оппенгеймера–Филипса) [37], связанное с поляризацией слабосвязанного дейтрона. Данное явление было использовано в термоядерной реакции, сопровождающейся колоссальным выделением энергии. В случае реакции с  ${}^6\text{He}$  этот эффект проявляется сильнее из-за меньшей энергии связи ядра  ${}^6\text{He}$  по сравнению с дейтроном, больших кулоновских сил отталкивания  $\alpha$ -частицы по сравнению с протоном в дейтроне, производящих поляризацию  ${}^6\text{He}$ , и больших положительных значений  $Q$ -реакции (рис. 7.7). Возможны следующие каналы термоядерных реакций:



$$W_{6\text{He}} = 0,97 \text{ МэВ}$$



$$W_d = \varepsilon_p = \varepsilon_n = 2,2 \text{ МэВ}$$

Рис. 7.7. Схематическое представление  ${}^6\text{He}$  и дейтрона [10]

Такие особенности взаимодействия, проявляющиеся в увеличении сечения реакций передачи кластеров, а также реакций полного слияния вблизи кулоновского барьера, характерны для многих слабосвязанных кластерных ядер.

Аналогичные выводы об увеличении сечений слияния ядер  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  были сделаны недавно в работах [34–36].

Полученные результаты являются чрезвычайно важными для решения астрофизических проблем, в частности, понимания механизма образования легких элементов во Вселенной. При нуклеосинтезе большое сечение взаимодействия кластерных слабосвязанных ядер ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) может изменить цепочки  $\beta$ -распадов, приводящих к образованию различных элементов [39, 40]. Например, могут оказаться наиболее вероятными для синтеза легких ядер следующие каналы реакций:  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n\gamma){}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, 2n\gamma){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n\gamma){}^9\text{Be}$ ,  ${}^3\text{He}({}^9\text{Li}, 2n\gamma){}^{10}\text{B}$  и др. (рис. 7.8).

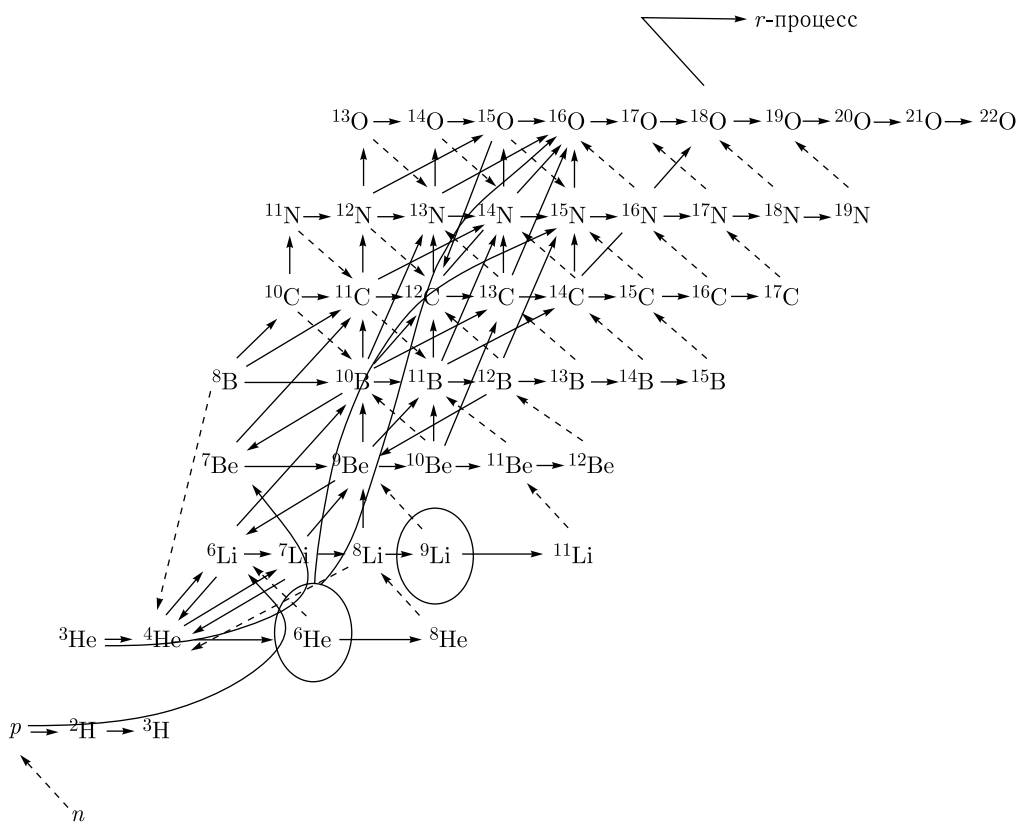


Рис. 7.8. Новый сценарий развития процесса слияния легких нейтронно-избыточных ядер для синтеза легких ядер во Вселенной с участием ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  [40]

Этот пример еще раз подтверждает тот факт, что фундаментальная ядерная физика не только расширяет наши познания о микромире, но и способствует развитию представлений об окружающем макромире, а также вносит вклад в смежные области науки и техники. Фундаментальная наука, приносящая знание об окружающем мире, и прикладная наука, претворяющая полученные знания в практическую пользу, развиваются совместно, обогащая и дополняя друг друга.



### 7.10. Нейтрино в макромире

Нельзя не отметить еще один важный аспект ядерной астрофизики, каким является физика нейтрино. «Нигде так ясно не проявляется связь между микромиром и космосом, как в физике нейтрино», — писал академик Б. М. Понтекорво.

Одна из важных проблем, связанных с образованием солнечных нейтрино, — определение астрофизического фактора реакции с образованием ядра  ${}^8\text{B}$ .

Структура  ${}^8\text{B}$  необычна с точки зрения распределения протонной и нейтронной плотностей. Это ядро с протонным гало, т.е., как показано в работе [41], среднеквадратичный радиус распределения протонов в этом экзотическом ядре больше, чем среднеквадратичный радиус распределения нейтронов ( $r_p^2 - r_n^2 = 0,49$  фм). А сечение взаимодействия с другими ядрами существенно отличается от того, что ожидается для взаимодействия обычных ядер. Таким образом, астрофизический фактор, который определяется как  $S_{17} \sim 2,99 \cdot 10^6 \rho (10 \text{ фм}) S$  ( $\rho$  — распределение плотности и  $S$  — спектроскопический фактор), для реакции  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$  полученный в экспериментах по взаимодействию ядра  ${}^8\text{B}$ , оказался на 25 % выше предсказанного ранее. Это ядро является источником нейтрино высоких энергий, образующихся в процессах на Солнце (рис. 7.9). До сих пор расчеты потоков солнечных нейтрино высоких энергий давали существенно заниженные значения по сравнению с экспериментально наблюдаемыми.

Здесь необходимо отметить, что в экспериментах использовался пучок ускоренных ядер  ${}^8\text{B}$ . Ускорительные фабрики пучков радиоактивных ядер нового поколения играют важную роль в развитии исследований в области астрофизики.

Информация, полученная в ядерно-физических экспериментах с использованием пучков стабильных и радиоактивных ядер, о структуре экзотических

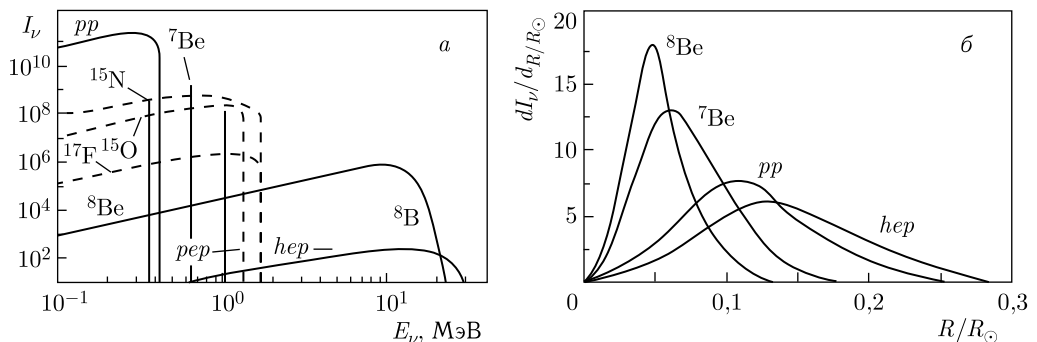


Рис. 7.9. Зависимость потока  $I_\nu$  солнечных нейтрино от их энергии  $E_\nu$  (а) и доля нейтрино, образующихся на разном расстоянии  $R$  от центра Солнца (б) ( $R_\odot$  — радиус Солнца)

ядер имеет чрезвычайно важное значение при решении тех или иных проблем астрофизики (нуклеосинтез, космохронология, эволюция галактик, образование и распады нейтронных и сверхновых звезд и др.). Нами приведено лишь несколько примеров связи физики атомного ядра с макрокопической физикой. Несмотря на малое число частиц, участвующих в формировании атомного ядра (не более 300), они представляют собой уникальную систему для моделирования проблем макромира. В лабораторных условиях с помощью ядро-ядерных столкновений на современных ускорителях тяжелых ионов при энергиях несколько сотен МэВ/А можно получать ядра с необычными свойствами, так называемые экзотические ядра (с высокой температурой, с высоким угловым моментом, состоящие практически из одних нейтронов, супердеформированные). Такие ядра могут образовываться в космических процессах.

На рис. 7.10 представлена зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения, пропорциональной энергии бомбардирующей частицы. Эти данные получены в трех экспериментах — при низких энергиях в ОИЯИ (Дубна), при энергии возбуждения 2–8 МэВ в ЦЕРН (Женева) и 8–15 МэВ в GSI (Дармштадт, Германия). Видно, что с ростом энергии возбуждения в диапазоне 2–8 МэВ температура ядра не увеличивается, тогда как при низких энергиях происходит резкое увеличение температуры, так же как и при очень высоких энергиях. Этот сенсационный результат демонстрирует, во-первых, возможность достижения в ядерных реакциях температур, которые существуют только в момент образования звезд, во-вторых, подтверждает существование фазовых переходов в горячих объектах, что предполагалось при рассмотрении расширяющейся Вселенной и взрыва звезд.

Другим примером является моделирование процессов, идущих с образованием нейтронных звезд. Здесь экспериментаторы пытаются продвинуться как можно дальше к границам нейтронной стабильности и даже исследовать свойства ядер, расположенных за этой границей (так называемые

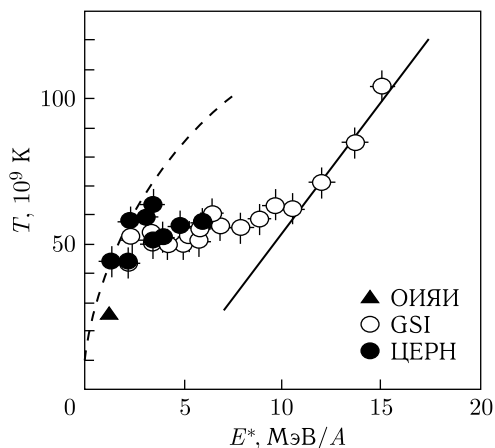


Рис. 7.10. Экспериментальные зависимости температуры ядра от его энергии возбуждения: сплошная кривая — для идеального газа, штриховая — для жидкости; экспериментальные точки между кривыми объясняются фазовым переходом «жидкость–газ»

квазистационарные состояния супернейтронно-избыточных ядер). Уже много лет делаются попытки обнаружения систем, состоящих из одних нейтронов (тетранейтрон), из одного протона и нескольких нейтронов (водород-6 и 7) и т. д. [42]. В программе научных центров, где создаются ускорительные комплексы нового поколения, в том числе и фабрики пучков радиоактивных ядер, получение новых экзотических ядер и исследование их свойств с точки зрения моделирования процессов, происходящих во Вселенной, занимают важное место.

Формирование наших представлений об образовании Вселенной, нуклеосинтезе, свойствах новых звездных образований продолжается, и они неразрывно связаны с накоплением новых данных в ядерной физике и физике элементарных частиц. Поэтому получение информации о механизмах образования Вселенной и нуклеосинтезе, основанной на современных представлениях ядерной астрофизики, является одной из основных задач построения единой космологической модели.

### Список литературы к гл. 7

1. *Волантэн Л.* Субатомная физика ядра и частицы. Т. 1. М.: Мир, 1986.
2. *Гинзбург В. Л.* О физике и астрофизике. М.: Наука, 1974.
3. *Гапонов Ю. В. и др.* Взаимодействие электронных нейтрино с  $^{56}\text{Fe}$  // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 11.
4. *Нарликар Дж.* Неистовая Вселенная. М.: Мир, 1985.
5. *Баранов Д. Г. и др.* Энергетические спектры ядер железа малых энергий галактических космических лучей в экстремумах солнечной активности // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 6.
6. *Оганесян Ю. Ц.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 961.
7. *Oganessian Yu.* // Intern. J. Mod. Phys. 2007. V. E16. P. 949.
8. *Stoyer N. J. et al.* // Nucl. Phys. 2007. V. A787. P. 388c.
9. *Oganessian Yu.* // J. Phys. 2007. V. G34. P. R165.
10. *Пенионжкевич Ю. Э.* // ЭЧАЯ. 2012. Т. 43, вып. 4. С. 452.
11. *Dasgupta M. et al.* // Phys. Rev. 2004. V. C70. P. 024606.
12. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Eur. Phys. J. 2007. V. A31. P. 185.
13. *Lukyanov S. et al.* // Phys. Lett. 2009. V. B670. P. 321.
14. *Tarasov O. B. et al.* // Phys. Lett. 1997. V. B409. P. 64.
15. *Motobayashi T. et al.* // Phys. Lett. 1995. V. B346. P. 9.
16. *Sakurai H. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. R2802.
17. *Baumann T. et al.* // Nature. 2007. V. 449. P. 1022.
18. *Tanihata I. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2676.
19. *Tanihata I. et al.* // Phys. Lett. 1988. V. B206. P. 592.
20. *Villari A. C. et al.* // Phys. Lett. 1991. V. B268. P. 345.
21. *Ozawa A. et al.* // Nucl. Phys. 1996. V. A608. P. 63.

22. *Hansen P. G., Jonson B.* // Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 409.
23. *Tanihata I. et al.* // Phys. Lett. 1992. V. B287. P. 307.
24. *Ogloblin A. A.* // Proc. Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros 1991 / Eds. Yu. E. Penionzhkevich and R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1991.
25. *Tanihata I.* // Phys. Lett. 1992. V. B289. P. 261.
26. *Bertulani C. A. et al.* // Phys. Rep. 1993. V. 226, No. 6. P. 283.
27. *Riisager K.* // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 66. P. 1105.
28. *Zhukov M. V. et al.* // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151.
29. *Ikeda K.* // Nucl. Phys. 1992. V. A538. P. 355c.
30. *Bazin D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3569.
31. *Thompson I. J., Zhukov M. V.* // Phys. Rev. 1994. V. C49. P. 1904.
32. *Sorlin O. et al.* // Phys. Rev. 1993. V. C47. P. 2941.
33. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // J. Phys. 2009. V. G36. P. 025104.
34. *Loveland L. et al.* // Phys. Rev. 2006. V. C74. P. 064609.
35. *Lukyanov S. et al.* // Phys. Lett. 2009. V. B670. P. 321.
36. *Lemasson A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 232701.
37. *Oppenheimer J. R., Phillips M.* // Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 500.
38. *Zagrebaev V. I.* // Phys. Rev. 2003. V. C67. P. 061601.
39. *Bartlett A. et al.* // Phys. Rev. 2006. V. C74. P. 015802.
40. *Zagrebaev V. et al.* // Phys. Rev. 2007. V. C75. P. 035809.
41. *Negoita F. et al.* // Phys. Rev. 1996. V. C54, No. 4.
42. *Пенионжкевич Ю. Э.* // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 4. С. 930.

## Заключение

Перед нами стояла довольно трудная задача — попытаться изложить информацию о наиболее интенсивно развивающемся направлении ядерной физики — изучении свойств легких ядер. Ядер, расположенных у границы нуклонной стабильности. Причем мы хотели, чтобы эта монография не представляла собой справочник по характеристикам распада таких ядер (такие справочники существуют и постоянно обновляются), а чтобы в ней была проведена систематизация свойств ядер, на основе которой можно было бы делать экстраполяции в другие области ядер и находить некоторые закономерности, присущие супернейтронно-избыточным ядрам. В этой области ядер проявились совсем необычные свойства, такие как изменение магических чисел, сосуществование нескольких форм деформации, новые области деформации и их инверсия, кластеризация ядер в возбужденном состоянии и др. Мы попытались учесть и описать результаты последних исследований в этой области, хотя это сделать было также не просто, так как буквально каждый месяц появляется новая экспериментальная информация и ее теоретическая интерпретация, зачастую противоречащая классическим представлениям о свойствах экзотических ядер. Причем эти данные иногда противоречат и друг другу, что объясняется методическими трудностями получения экспериментальной информации при использовании разных реакций, в которых эти ядра образуются с малой вероятностью, зависящей от механизма и типа используемых реакций. Мы надеемся, что нам удалось представить сложность и актуальность проблемы синтеза и изучения свойств экзотических ядер, и мы будем счастливы, если эта информация в какой-то степени окажется полезной научным сотрудникам, аспирантам и студентам, интересующимся данной проблемой.

Мы признательны Ю. Ц. Оганесяну, С. Н. Дмитриеву, В. фон Эртцену, Х. Болену, С. М. Лукьянову, Г. В. Рогачеву и А. А. Оглоблину за полезные обсуждения и предоставление некоторых материалов, вошедших в настоящую монографию.

## ОБ АВТОРАХ

### Пенионжкевич Юрий Эрастович

Профессор Ю. Э. Пенионжкевич работает в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований с 1965 г. после окончания физического факультета Воронежского государственного университета. Является ведущим ученым в области физики атомного ядра, физики тяжелых ионов и экзотических ядер. В этом направлении им был получен ряд важных результатов по механизму ядерных реакций с тяжелыми ионами, синтезу и исследованию новых ядер у границ нуклонной стабильности, по разработке и созданию крупных физических установок на пучках ускорителей тяжелых ионов в Дубне и крупнейших научных центрах мира — GANIL (Франция), HMI (Германия), RIKEN (Япония), Циклотронной лаборатории Ювяскюльского университета (Финляндия).



С 1979 г. по настоящее время руководит научным сектором Лаборатории ядерных реакций, в котором получен ряд фундаментальных результатов по синтезу и свойствам новых экзотических ядер. С использованием прецизионного магнитного спектрометра им совместно с коллегами был проведен большой цикл исследований супернейтронно-избыточных ядер легчайших элементов — от нейтронных систем до тяжелых изотопов водорода, гелия, бериллия. Большинство результатов были получены впервые и легли в основу монографии, написанной им совместно с профессором А. А. Оглоблиным и вошедшей в 8-томную энциклопедию «Treatise on Heavy Ion Science», изданную в США под редакцией профессора А. Бромли. С 1988 г. является руководителем коллаборации Дубна–GANIL (Франция) по синтезу и исследованию свойств нейтронно-избыточных ядер у границ нуклонной стабильности. В этих совместных экспериментах с использованием пучков ядер редких изотопов ( $^{36}\text{S}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  и др.) было получено более 30 новых изотопов на границе стабильности. Была обнаружена новая область так называемой «инверсии» ядер, где наблюдалось сосуществование нескольких видов деформации. Было показано, что для предельных по изоспину ядер могут меняться магические числа и более стабильными становятся сильнодеформированные ядра. Эти исследования, активно проводимые и в настоящее время, получили поддержку грантами Министерства науки Франции (CNRS) и Бельгии, а также были удостоены международной премии им. академика Г. Н. Флерова (совместно с профессорами Д. Гиймо-Мюллер и С. Галесом (Франция)). Ю. Э. Пенионжкевич награжден Золотой медалью им. И. П. Павлова Международной академии наук за вклад в международное сотрудничество. В последнее время он вместе с коллегами занимается новыми исследованиями на недавно созданных ускорительных комплексах пучков радиоактивных ядер (DRIBs (Дубна), SPIRAL, ALTO (Франция)). С 1989 по 1997 г. Ю. Э. Пенионжкевич был заместителем директора Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ по науке.

Профессор Ю. Э. Пенионжкевич — ученый с мировым именем. Он избирался членом Программно-консультативного комитета по ядерной физике ОИЯИ, членом Ученого совета национального центра GANIL (Франция), членом Программного

комитета Циклотронной лаборатории Ювяскюльского университета (Финляндия), членом Ученого совета Евразийского национального университета им. Л. Н. Гумилева (Казахстан).

Ю. Э. Пенионжкевич многократно являлся председателем и членом оргкомитетов различных международных конференций и симпозиумов. Является председателем оргкомитета проводимых по его инициативе международных симпозиумов по экзотическим ядрам (EXON).

Ю. Э. Пенионжкевич — автор и соавтор около 300 научных работ, нескольких монографий и научного открытия. Профессор Ю. Э. Пенионжкевич активно ведет работу по подготовке научных кадров. Он неоднократно приглашался для чтения лекций в российских и зарубежных университетах. Является профессором НИЯУ МИФИ и Евразийского национального университета им. Л. Н. Гумилева (Казахстан).

### Калпакчиева Румяна Георгиева

Профессор Р. Г. Калпакчиева после окончания физического факультета Софийского университета им. Св. Кл. Охридского (Болгария) работала в Институте ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, а с 1973 г. — в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. В мае 2012 г. Р. Г. Калпакчиевой не стало.

Основная научная деятельность Р. Г. Калпакчиевой была связана с исследованием механизма ядерных реакций под действием тяжелых ионов и с изучением свойств легких экзотических ядер. Она принимала активное участие в экспериментах по исследованию характеристик деления тяжелых возбужденных ядер. В этих экспериментах был впервые обнаружен эффект проявления оболочки с  $N = 126$  при делении тяжелой составной системы.

В дальнейшем ее интересы были связаны с одним из актуальных направлений ядерной физики — изучением свойств легких экзотических ядер с большим избытком нейтронов и находящихся вблизи границы нуклонной стабильности. Р. Г. Калпакчиевой был проведен цикл исследований, связанных со структурой тяжелых изотопов очень легких элементов (водорода, гелия, лития, бериллия и углерода). При подготовке этих исследований она внесла большой вклад в методику проведения прецизионных измерений на магнитных анализаторах МСП-144 (ОИЯИ, Дубна) и Q3D (Институт Гана–Мейтнер, Берлин). Эти совместные эксперименты проводились в Дубне и Берлине. Большинство из полученных результатов включены в справочники и базы данных. В этих экспериментах впервые были определены массы ядер  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^6\text{H}$ ,  ${}^{10}\text{He}$ ,  ${}^{13}\text{Be}$ , обнаружены новые квазистационарные возбужденные состояния в них. В этих коллаборационных работах также измерены и идентифицированы новые возбужденные состояния в ядрах  ${}^{10}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{13}\text{Be}$  и  ${}^{14}\text{Be}$ . На основании полученных научных результатов Р. Г. Калпакчиева в 2009 г. защитила докторскую диссертацию.

В последнее время Р. Г. Калпакчиева участвовала в экспериментах по изучению реакций на пучках слабосвязанных ядер ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ) и радиоактивных ядер ( ${}^6\text{He}$  и др.)



---

с другими легкими и тяжелыми ядрами. В этих экспериментах получен ряд новых результатов, свидетельствующих о необычном механизме взаимодействия ядер с нейтронным гало.

Р. Г. Калпакчиева — соавтор более 130 научных публикаций, в том числе трех монографий. Многократно в составе авторов ей присуждались премии ОИЯИ на конкурсе лучших научных и методических работ.

Она являлась заместителем председателя Научно-технического совета Лаборатории ядерных реакций, бессменным ученым секретарем большинства школ-семинаров и других международных конференций, организуемых ОИЯИ и Европейским физическим обществом. Р. Г. Калпакчиева была членом Совета по ядерной физике Европейского физического общества. С 2007 г. Р. Г. Калпакчиева являлась заместителем директора Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова по науке.



Пенионжкевич Юрий Эрастович  
Калпакчиева Румяна Георгиева

**ЛЕГКИЕ ЯДРА У ГРАНИЦЫ НЕЙТРОННОЙ  
СТАБИЛЬНОСТИ**

2015-12

Редактор *Е. В. Калининкова*  
Компьютерная верстка и графика: *И. Г. Андреева, О. А. Булова*

Подписано в печать 26.04.2016.  
Формат 70×100/16. Усл. печ. л. 30,96. Уч.-изд. л. 29,08. Тираж 400 экз. Заказ № 58804

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6  
E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)  
[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)

Ю. Э. Пенионжкевич, Р. Г. Калпакчиева

## ЛЕГКИЕ ЯДРА У ГРАНИЦЫ НЕЙТРОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

Монография посвящена описанию свойств самых легких ядер с большим избытком нейтронов. Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований нейтронно-избыточных изотопов с  $1 \leq Z \leq 20$ . Обсуждаются изменения структуры ядер при удалении от линии  $\beta$ -стабильности. Представлена информация о массе, радиусах распределения ядерного вещества, энергиях уровней возбужденных состояний этих ядер, о возможности проявления гало, а также о деформации ядер и квантовых характеристиках основных состояний. Рассматривается положение границы нуклонной стабильности для этих ядер. Обсуждаются эффекты, связанные с ослаблением и даже исчезновением влияния стандартных магических чисел и появлением новых. Представленные результаты обсуждаются с точки зрения их использования в других областях науки, в том числе в астрофизике.

Изложенные в монографии данные могут быть полезными для студентов и аспирантов физических специальностей вузов, а также специалистов в области ядерной физики, интересующихся проявлением необычных свойств ядерной материи при ее приближении к границам стабильности.

ISBN 978-5-9530-0439-8



9 785953 004398