

## К 60-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЁННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ (ОИЯИ)

## Исследования лёгких экзотических ядер вблизи границы стабильности в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ

Л.В. Григоренко, М.С. Головков, С.А. Крупко, С.И. Сидорчук,  
Г.М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичёв, В. Худоба

*Фундаментальный вопрос естествознания о пределах существования ядерной структуры требует продвижения в области максимально нейтронно- или протонно-избыточных систем до границ ядерной стабильности и далее в область ядерной нестабильности, где ядра существуют уже только в виде резонансов в непрерывном спектре, имеющих характерные "ядерные" времена жизни. Такие исследования наиболее эффективно ведутся на установках, производящих пучки радиоактивных изотопов. Излагается подход к этой области исследований, развиваемый на протяжении последних 20 лет на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ). Метод основан на изучении корреляций фрагментов из распадов ядерно-нестабильных систем, заселяемых в прямых реакциях при промежуточных (20–60 МэВ на нуклон) энергиях. Это позволяет получать детальную информацию об экзотических ядерных системах вблизи и за пределами границы ядерной стабильности. Обсуждаются экзотические формы ядерной динамики на границе стабильности и относящиеся к ним результаты теоретического анализа. Рассматриваются актуальные и перспективные проекты в области изучения ядерной структуры на пучках радиоактивных изотопов на базе ОИЯИ.*

**Ключевые слова:** радиоактивный пучок, граница ядерной стабильности, нейтронно- и протонно-избыточные ядра, прямые реакции, ускоритель тяжёлых ионов, фрагмент-сепаратор, криогенная мишень, корреляционные измерения, астрофизика, система нескольких тел, гиперсферические гармоники, двухпротонная радиоактивность, демократические распады, резонансные состояния

PACS numbers: 21.45. – v, 21.60.Gx, 23.50. + g

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201604a.0337

**Л.В. Григоренко.** Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация;  
Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация;  
Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", пл. Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация  
**М.С. Головков, С.А. Крупко, С.И. Сидорчук, Г.М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичёв.** Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация  
E-mail: fomichev@jinr.ru  
**В. Худоба.** Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация;  
Institute of Physics, Silesian University in Opava, Bezručovo nám. 13, 74601 Czech Republic

Статья поступила 10 октября 2015 г.,  
после доработки 4 декабря 2015 г.

### Содержание

- 1. Введение (338).**
  - 1.1. Качественно новые явления на границе стабильности.
  - 1.2. Прикладные аспекты исследований радиоактивных изотопов.
  - 1.3. Методы производства радиоактивных изотопов.
  - 1.4. Основные фабрики радиоактивных изотопов и перспективные проекты.
  - 1.5. Типичные методы исследований на пучках радиоактивных изотопов.
  - 1.6. Исследования радиоактивных изотопов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.
- 2. Прямые реакции при промежуточных энергиях (343).**
  - 2.1. Преимущества и недостатки реакций при различных энергиях.
  - 2.2. Корреляции и идентификация спин-чётности.
  - 2.3. Симуляция методом Монте-Карло.
  - 2.4. Корреляции в трёхчастичных системах.
- 3. Динамика задачи нескольких тел на границе стабильности (349).**
  - 3.1. Метод гиперсферических гармоник для задачи трёх тел.
  - 3.2. Борромиевские ядра.
  - 3.3. Мягкая дипольная мода.
  - 3.4. Двухпротонная радиоактивность.
  - 3.5. Демократические распады.
  - 3.6. Кулоновская задача трёх тел для 2p-распадов.
  - 3.7. Трёхчастичный механизм томас-эрмановского сдига.
  - 3.8. Долгоживущие 2p/4p-распадчики.

#### 4. Экспериментальная методика (361).

4.1. Ускоритель У-400М. 4.2. Фрагмент-сепаратор АКУЛИНА. 4.3. Детекторы частиц и гамма-квантов. 4.4. Криогенные мишени  $^1,2,3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ . 4.5. Оптическая время-проекционная камера.

#### 5. Исследования на установке АКУЛИНА (366).

5.1. Динейтронная структура нейтронного гало  $^6\text{He}$ . 5.2. Изучение структуры  $^6\text{He}$  в реакциях квазисвободного рассеяния. 5.3.  $^9\text{He}$ : однозначная идентификация спектра. 5.4.  $^5\text{H}$ : основное состояние и спектр. 5.5.  $^{10}\text{He}$ , или конец магии оболочек. 5.6.  $^6\text{Be}$ : изовекторная мягкая дипольная мода. 5.7.  $^8\text{He}$ :  $2^+$ -состояние и мягкая дипольная мода. 5.8.  $^7\text{H}$  и проблема  $4n$ -распада. 5.9.  $^{17}\text{Ne}$  для астрофизики. 5.10. Поиск изотопа  $^{26}\text{S}$ .

#### 6. Реализуемые и перспективные проекты (378).

6.1. АКУЛИНА-2. 6.2. Пользовательский центр на базе АКУЛИНА-2. 6.3. Проект EXPERT. 6.4. Накопительный комплекс и электрон-ионный коллайдер на базе АКУЛИНА-2. 6.5. Накопительный комплекс для прямых реакций на пучках радиоактивных изотопов.

#### 7. Заключение (384).

Список литературы (384).

## 1. Введение

Известно, что всего существует 254 стабильных изотопа, однако в природе встречаются 339 изотопов — некоторые нестабильные изотопы живут достаточно долго, чтобы дойти до нас или непосредственно со времён вторичного нуклеосинтеза, или как продукты распада более долгоживущих ядер-предшественников. С точки зрения ядерной физики, более значимым, чем "стабильность", является понятие "ядерная стабильность" — стабильность относительно сильного взаимодействия. Карта ядерно-стабильных изотопов является аналогом таблицы Менделеева для "мира ядер" и на сегодня включает в себя порядка 3100 нуклидов [1]. Точное число указывать бессмысленно, так как исследования в этой области очень активны и каждый год число известных изотопов увеличивается на 3–10 единиц. Теоретические оценки не очень надёжны, но в целом они говорят, что могут существовать ещё 2000–3000 ядерно-стабильных изотопов. Расширение области известных нуклидов и изучение их свойств составляют предмет исследований на пучках радиоактивных изотопов (РИ).

Физика с пучками РИ сегодня является наиболее интенсивно развивающейся областью ядерной физики. Облик установок в этой области уже вполне сложился. Примерно полтора десятилетия назад основные исследовательские центры вступили в фазу обновления экспериментальной базы с целью её совершенствования с применением новых технологий. Совокупный во всём мире бюджет по созданию установок нового поколения — так называемых фабрик радиоактивных изотопов — приближается к 10 млрд евро, т.е. сопоставим с бюджетами крупнейших научных проектов человечества в области высоких энергий (физики элементарных частиц) и исследований космического пространства.

Представление о современном состоянии исследований экзотических ядер в области зарядовых чисел  $Z < 40$  даёт рис. 1. Границы стабильности по отношению к самопроизвольной эмиссии нейтронов/протонов достигнуты и до некоторой степени изучены лишь для самых лёгких ядер. Информация о ядерных структурах на границах стабильности и за их пределами оказывается скудной и противоречивой уже для ядер с  $Z > 5$ . Следует

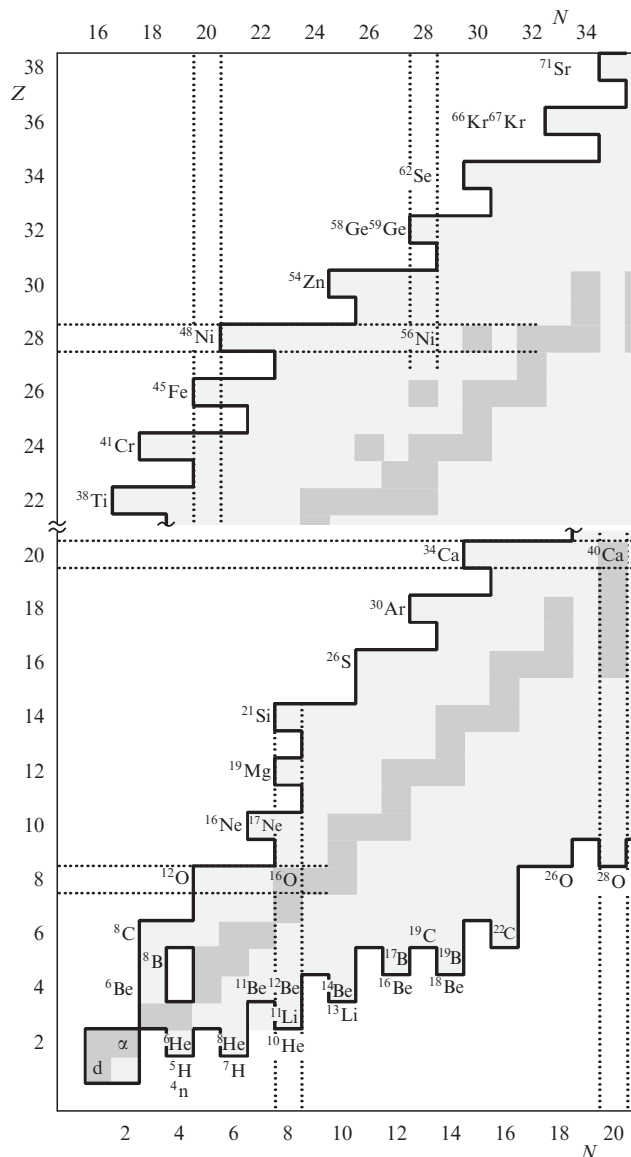


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Современный статус изучения границы ядерной стабильности в области лёгких ядер. Различными цветами выделены наименования изотопов с экзотическими свойствами, ядерная структура которых качественно описывается в терминах динамики нескольких тел: зелёным — ядра с гало-структурой, красным —  $2p/2n$ -излучатели, синим —  $4p/4n$ -излучатели, а серым — ядра с теоретически предсказанными экзотическими свойствами, но пока экспериментально не изученные. Серым и тёмно-серым цветом окрашены соответственно область ядерной стабильности и долина стабильности (полностью стабильные изотопы). Полосы, ограниченные пунктирными прямыми, показывают ядра с замкнутыми оболочками по нейтронам или протонам.

ожидать, что именно на этой области атомных ядер будет сосредоточено внимание сообщества физиков, обладающего технологиями работ с пучками РИ. Очевидно, что даже при  $Z < 40$  область теоретических и экспериментальных исследований далеко не исчерпана. Кроме того, с приближением к границе ядерной стабильности начинают возникать качественно новые явления ядерной динамики (см. разделы 1.1 и 3).

В более широком смысле вопрос о нахождении границы стабильности можно обобщить до вопроса о пределах существования ядерной структуры. Граница стабильности формально определяется как положение

нуклида, для которого энергия отделения ядерных фрагментов (нуклона, нескольких нуклонов, альфа-частицы, более тяжёлого кластера) становится положительной. Однако понятно, что при достаточно малой энергии распада<sup>1</sup> на два и более фрагментов время жизни нестабильной системы будет стремиться к бесконечности — она будет стабильной с любой практической точки зрения. Таким образом, практический предел существования ядерной структуры должен определяться временем жизни ядерной системы  $\tau$ . Это должно соответствовать области на карте нуклидов, в которой  $\tau$  становится очень малым, сравнимым с типичным ядерным временем  $\sim 10^{-21}$  с. В терминах ширины состояний это соответствует  $\Gamma \sim 1$  МэВ,

$$\Gamma = \frac{4,56 \times 10^{-22} [\text{МэВ с}]}{\ln 2\tau [\text{с}]}.$$

Исследование столь короткоживущих систем возможно только в ядерных реакциях. Круг практических проблем и методик, как экспериментальных, так и теоретических, развиваемых в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флёрва (ЛЯР) Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) [2–7], связанных в конечном итоге с этой фундаментальной задачей, составляет основную предмет настоящего обзора.

Различные общие аспекты физики РИ рассматриваются в разделах 1.1–1.6. Раздел 2 посвящён мотивации использования прямых реакций при промежуточных энергиях для исследований с РИ. В разделе 3 рассмотрены некоторые нетривиальные теоретические результаты, касающиеся проявлений динамики нескольких тел вблизи границы ядерной стабильности. Связанные с этой областью экспериментальные исследования видятся нам одним из приоритетов физики РИ на сегодняшний день. Используемый инструментальный и экспериментальная методика работ на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА<sup>2</sup> ЛЯР ОИЯИ обсуждаются в разделе 4. Наиболее яркие экспериментальные результаты последних 20 лет представлены в разделе 5. Реализуемые (АКУЛИНА-2, EXPERT (EXotic Particle Emission and Radioactivity by Tracking)) и перспективные (в том числе на далёкую перспективу) проекты в области физики РИ рассматриваются в разделе 6.

В обзоре используется система единиц  $\hbar = c = 1$ .

### 1.1. Качественно новые явления на границе стабильности

Одной из концепций, лежащих у истоков ядерной физики, является утверждение о насыщении плотности ядерного вещества. Согласно концепции, возникшей в начале 1930-х годов, ядерная материя ведёт себя в основном как почти несжимаемая жидкость из нуклонов, что сразу приводит к капельной модели ядра. Стоит упомянуть два самых простых и известных её следствия: соотношение между среднеквадратичным радиусом ядра  $r$  и

массовым числом  $A$

$$r = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1,2 \text{ фм}, \quad (1)$$

и знаменитую формулу Бете–Вайцзекера для энергии связи ядра:

$$E_b = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} - \delta(A, Z),$$

где первые три члена (коэффициенты  $a_v, a_s, a_c$ ), отвечающие объёмной, поверхностной и кулоновской энергии, следуют непосредственно из представления о ядре как о жидкой капле. Последние два члена определяются собственно особенностями ядерной динамики и задают поправки, связанные со степенью симметрии ядерной материи (т.е. с удалённостью ядра от линии  $N = Z$ , коэффициент  $a_A$ ) и спариванием (функция  $\delta(A, Z)$ ).

Вблизи границы ядерной стабильности представление ядра как капли ядерной материи даёт сбой. Здесь важную роль начинает играть явление кластеризации. Граница стабильности — это, по определению, место, где порог отделения нуклона (двух и более нуклонов, кластера или двух кластеров) становится равным энергии основного состояния ядра. Вполне естественно, что ядерные состояния вблизи порогов отделения приобретают кластеризованный характер [8]. При кластеризации в системе возникают разные характерные масштабы, связанные с движением нуклонов внутри кластеров и кластеров относительно друг друга. Так, при отделении нуклона (нескольких нуклонов) говорят о "валентных нуклонах" и "нуклонах кора".

При стремлении энергии отделения нуклона (нескольких нуклонов) к нулю волновая функция валентного нуклона (валентных нуклонов) начинает приобретать экстремальную радиальную протяжённость. Это явление получило название ядерного гало: ядро становится похожим на планетарную систему с компактной сердцевиной — кором — и валентными нуклонами, проводящими значительную часть времени в классической запрещённой области далеко за пределами ядра. Аналогом таких систем в атомной физике являются, по видимому, ридберговские атомы, за исключением того, что они квазистационарны, а ядра с гало всё-таки являются ядерно-стабильными и находятся в основном состоянии. В тяжёлых нейтронно-избыточных ядрах формой проявления структуры типа гало является образование так называемой *нейтронной кожи* (neutron skin) — слоя чисто нейтронного ядерного вещества на поверхности ядра. С обособлением в ядерных системах вблизи границы стабильности нуклонных степеней свободы, связанных с гало или кожей, начинают проявляться особые механизмы возбуждения ядер. Для того чтобы чётко отделить такие механизмы от стандартных *резонансных механизмов возбуждения*, вводится понятие *мягких мод возбуждения*. Среди них наиболее широко обсуждаемой является мягкая дипольная мода (МДМ).

Важная для понимания ядерной структуры концепция — это явление спаривания: два нейтрона или два протона "любят" находиться в ядре в коррелированном состоянии со спином нуль, образуя бозонную квазичастицу. С теоретической точки зрения, спаривание, по сути, имеет те же корни, что и формирование сверхпроводимости и сверхтекучести при движении электронов и атомов. Спаривание резко проявляется на границе стабильности: как видно из рис. 1, ядра с чётным числом

<sup>1</sup> Радиоактивный  $\alpha$ -распад сопровождается энерговыделением  $\sim 5$ –10 МэВ, протонный и двухпротонный радиоактивные распады — энерговыделением  $\sim 1$ –2 МэВ, а спонтанное деление — энерговыделением 200 МэВ. Эти величины сильно различаются, но нужно отметить, что типичное энерговыделение на один нуклон во всех перечисленных случаях порядка 1 МэВ.

<sup>2</sup> АКУЛИНА (ACCULINNA) не является аббревиатурой. Это название происходит от женского имени Акулина.

нейтронов или протонов более стабильны. Это приводит к образованию на границе стабильности характерных выступов. В ядрах, находящихся на этих выступах, проявляются особые формы ядерной динамики, которые можно характеризовать как *динамику нескольких тел* на границе стабильности. К явлениям этого круга относятся так называемые борромиевские ядра с двухнуклонным гало, двухпротонная радиоактивность и демократические распады (истинно трёхчастичные распады). Возможно, здесь будут обнаружены такие явления, как двух- или четырёхнейтронные радиоактивные распады — новые виды радиоактивности.

Выполненные в группе фрагмент-сепаратора АКУ-ЛИНА теоретические исследования ряда процессов, связанных с динамикой задачи нескольких тел в лёгких экзотических ядрах, рассматриваются в разделе 3.

## 1.2. Прикладные аспекты исследований радиоактивных изотопов

Общеизвестные области применения РИ — это технологии радиационного контроля, радиационных источников питания, а также медицина. Эти приложения прежде развивались на базе научных установок общего назначения, но сегодня они, как правило, реализуются на узкоспециализированных коммерческих установках. Однако прикладной аспект фундаментальных исследований на пучках РИ сохраняется для ряда других фундаментальных задач естествознания.

**1.2.1. Быстрые процессы нуклеосинтеза.** В теоретические расчёты процессов нуклеосинтеза входят два основных ингредиента: астрофизический сценарий и ядерно-физические данные. Астрофизический сценарий задаёт начальные условия нуклеосинтеза и динамику изменения температуры и давления. Ядерно-физические данные в идеале должен предоставить ядерный эксперимент, однако это не всегда так.

Список необходимой информации может быть довольно обширным, в частности: 1) совершенно необходимо определить массу каждого нуклида-участника, чтобы установить, какие процессы с его участием в принципе могут протекать; 2) может потребоваться спектр возбуждений при энергиях до нескольких МэВ, возможно, с идентификацией спин-чётности; 3) могут потребоваться сечения всевозможных реакций, как минимум, с основными компонентами астрофизической среды: протонами, нейтронами,  $\alpha$ -частицами.

Для ядерных систем — участников нуклеосинтеза — при "гидростатическом" горении (нормальная звёздная эволюция) уже доступны значительные массивы необходимой информации. В этом случае системы-участники находятся вблизи долины стабильности и история их изучения насчитывает несколько десятилетий. "Быстрые" процессы нуклеосинтеза рассматриваются в двух основных вариантах. При взрывах сверхновых — так называемый  $g$ -процесс — нуклеосинтез протекает в богатой нейтронами среде, и поэтому он идёт на карте нуклидов вдоль границы нейтронной стабильности. При взрывном горении водорода на поверхности нейтронных звёзд —  $rp$ -процесс, считающийся причиной гамма-всплесков, — нуклеосинтез идёт вдоль границы протонной стабильности. Таким образом, траектории быстрых процессов нуклеосинтеза на карте изотопов проходят в областях вблизи границ стабильности, которые мало изучены или

просто ещё неизвестны. До тех пор пока экспериментальные исследования РИ не продвинулись в эти области, наше представление о быстрых процессах нуклеосинтеза будет основываться на догадках и экстраполяциях, не всегда вполне надёжных.

**1.2.2. Задача исследования ядерной структуры в экстремальных условиях.** Одна из наиболее интересных и перспективных ветвей современной ядерной физики связана с изучением структуры экзотических ядер. Экзотические ядра, находящиеся около границ нейтронной и протонной стабильности и за пределами этих границ, часто проявляют особенности структуры, существенно отличающие их от известных ядер, близких к долине стабильности. Модели ядерной структуры были сформулированы на основе данных, полученных для ядер в окрестностях долины стабильности. Экстремальные особенности, обусловленные низкой энергией связи валентных нуклонов и аномальной зарядовой асимметрией ядер вдали от долины стабильности, создают условия для расширенной проверки моделей ядерной структуры.

**1.2.3. Уравнение состояния несимметричного ядерного вещества.** Задача построения уравнения состояния несимметричного ядерного вещества тесно связана с задачей, описанной в разделе 1.2.2, но относится скорее к астрофизике. Интерпретация астрофизической информации различного вида тесно связана с тем, насколько нам известны свойства нейтронных звёзд. Поэтому необходима надёжная информация о свойствах нейтронного вещества. Основная характеристика здесь — уравнение состояния. Нейтронная ядерная материя является максимально несимметричной в смысле соотношения количества нейтронов и протонов. При этом до недавнего времени мы могли опираться только на экспериментальные результаты ядерной физики, которые относятся к нормальным ядрам вблизи долины стабильности, т.е. к почти симметричному ядерному веществу (долина стабильности заметно отклоняется от линии  $N = Z$  только для достаточно тяжёлых ядер). Исследования ядер, сильно удалённых от области симметричного ядерного вещества, по-видимому, могут внести важный вклад в решение этой проблемы.

## 1.3. Методы производства радиоактивных изотопов

Исследование ядер, находящихся вблизи границ нуклонной стабильности, сопряжено с большими экспериментальными сложностями. Получение пучков РИ стало возможным благодаря прогрессу ускорительной техники и методов разделения изотопов. С помощью электромагнитных сепараторов стало возможным эффективно выделять радиоактивные ядра, проводить изучение ядерных реакций с РИ, получать и исследовать изотопы, ещё более удалённые от долины стабильности на карте нуклидов.

Исторически первым методом работы с пучками РИ стал ISOL (Isotope Separation On-Line). Ядро-мишень (чаще всего уран) разрушается в реакции расщепления лёгкими бомбардирующими частицами —  $p$ ,  $d$ ,  $n$  — или в результате фотоделения (индуцируется тормозным излучением бомбардирующих электронов). Продукты разрушения диффундируют из тонких листов мишени и подхватываются потоком инертного газа. Метод ISOL должен был решить проблему радиохимического выде-

ления при работе с радиоактивными изотопами: быстрые бета-распадчики исчезают за времена 0,1–1 с и, соответственно, их выделение и транспортировка к детектирующей системе должны происходить за сопоставимые времена. Современные ISOL-методы уверенно обеспечивают время выделения порядка 100 мс.

Значительными преимуществами по времени выделения, ассортименту и интенсивности РИ обладает метод разделения на лету (*in-flight separation*). В этом методе при получении пучков РИ задействованы, как правило, реакции фрагментации бомбардирующих стабильных ядер на стационарной (обычно лёгкой) мишени с последующей поэтапной очисткой от нежелательных примесей с помощью спектрометра особого типа (фрагмент-сепаратора). Пучки, сформированные методом разделения на лету, позволяют исследовать свойства самых короткоживущих (с периодом полураспада  $T_{1/2} > 50–200$  нс) ядер вблизи границ стабильности. В узкоспециализированных экспериментах (например, [9], см. также раздел 6.3) можно изучать радиоактивные распады с временем жизни порядка нескольких пикосекунд. Исключительно высокое качество и сложность современного эксперимента с пучками РИ демонстрирует следующая простая оценка. Так, в типичном эксперименте этого вида на первичной (производящей) мишени реагирует  $\sim 10^{10}$  ядер за 1 с. Если в эксперименте, длящемся около 100 ч, обнаруживается 1–10 искомым экзотических ядер, то ожидаемая степень очистки должна быть порядка  $10^{15}$ .

#### 1.4. Основные фабрики радиоактивных изотопов и перспективные проекты

Долгие годы одним из лидеров в исследованиях с пучками РИ является исследовательский центр GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*) в Дармштадте (Германия) [10]. Лидерство обеспечивалось благодаря тяжелоионному синхротрону SIS-18, способному ускорять любые ядра вплоть до урана с энергией  $\sim 1$  ГэВ на нуклон, и крупнейшему до недавнего времени фрагмент-сепаратору FRS (*Fragment Separator*) для получения РИ методом на лету. К важнейшим инструментам GSI относится также накопительное кольцо ESR (*Experimental Storage Ring*), позволяющее проводить уникальные ядерно- и атомно-физические исследования с полностью или почти полностью "ободранными" тяжёлыми ионами. На настоящий момент исследовательская программа GSI в значительной степени свёрнута, так как на его основе создаётся международный центр FAIR (*Facility for Antiproton and Ion Research*) [11] со значительным российским участием (об одном из аспектов сотрудничества см. раздел 6.3). Дата пуска — ориентировочно 2024–2025 гг. Новая экспериментальная база по производству пучков РИ, которая должна стать самой мощной в мире, включает в себя синхротрон SIS-100, производящий пучок урана с энергией  $\approx 2,4$  ГэВ на нуклон с интенсивностью до  $10^{10}$  с $^{-1}$ , и крупнейший (длиной около 140 м) фрагмент-сепаратор Super-FRS.

Японский центр РИ RIKEN (Саитама) [12] первым вступил в стадию обновления (конец 1990-х годов) с проектом RIBF (*RIKEN Beam Factory*). В рамках этого проекта впервые был реализован метод разделения на лету с использованием сверхпроводящего фрагмент-сепаратора BigRIPS (*Big RIKEN Projectile fragment Separator*). На протяжении последних семи лет RIBF предоставляет наилучшие возможности для эксперимен-

тальных исследований в области энергии первичных пучков  $\approx 450$  МэВ на нуклон.

Крупнейший американский центр изучения РИ Национальная лаборатория сверхпроводящих циклотронов (*National Superconducting Cyclotron Laboratory — NSCL*) в Ист-Лансинге (Мичиган, США) [13] отличается от прочих центров тем, что базируется в очень компактном здании прямо на территории Мичиганского государственного университета (*Michigan State University, MSU*). Программа FRIB (*Facility for Rare Isotope Beams*) развития NSCL предусматривает строительство нового центра на старой площадке ориентировочно к 2022 г. Планируется использовать свёрнутый пополам линейный сверхпроводящий ускоритель тяжёлых ионов, рассчитанный на производство первичных пучков с энергией  $\approx 300$  МэВ на нуклон. Фабрика будет смешанной: основная программа связана с технологией на лету, но ускоритель можно будет использовать также в качестве "драйвера" ISOL-установки.

Центр GANIL (*Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*) (Кан (Каен), Франция) [14] в конце 1980-х годов стал одним из пионеров использования метода на лету для исследования РИ с фрагмент-сепаратором LISE (*Ligne d'Ions Super Epluchés*). Однако строящийся сейчас на его базе комплекс SPIRAL2 (*Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne de 2 generation*) было решено выполнить в технике ISOL (запуск планируется ориентировочно в 2020 г.). Источником РИ должно стать индуцированное нейтронами деление урана с рекордно высокой для ISOL-установок интенсивностью — до  $10^{13}$  делений в 1 с. Нейтроны получаются в результате реакции срыва на интенсивном пучке дейтронов (энергия 30 МэВ, интенсивность  $\approx 10$  мА) от линейного ускорителя.

Кроме крупнейших РИ-центров активно работают достаточно сильные фабрики РИ "второго эшелона". Здесь стоит упомянуть установки в Леньяро (Италия), Университете Ювяскюля (Финляндия), Стелленбоше (ЮАР), Ок-Ридже (США), Ланьчжоу (Китай), а также установку в центре Triumf (Ванкувер, Канада) и установку ISOLDE (*ISOL DEvice*) (ЦЕРН). С амбициозными инициативами строительства передовых РИ-центров оценочной стоимостью около 1 млрд евро выступают Южная Корея (проект KOBRA (*Korea Broad acceptance Recoil spectrometer Apparatus*)) и Китай (проект HIAF (*High Intensity heavy ions Accelerator Facility*)).

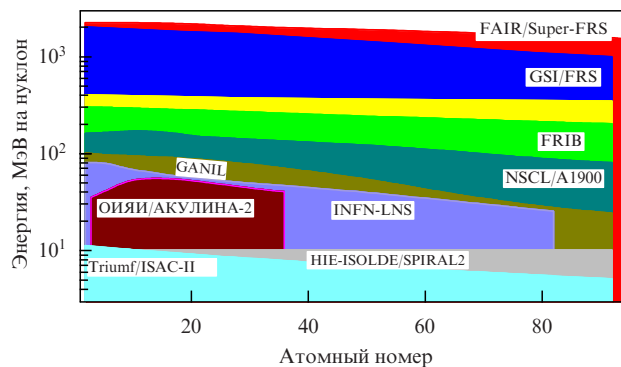


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Возможности современных установок по производству РИ. Различными цветами выделены диапазоны энергий и частиц для соответствующих институтов/установок. Технические характеристики ряда упомянутых установок приводятся в табл. 4 (см. раздел 6). (INFN-LNS — Istituto Nazionale Fisica Nucleare Laboratori Nazionali del Sud (Италия).)

Наиболее известные установки в мире (действующие и строящиеся) и их возможности представлены на рис. 2. В Восточной Европе и бывших республиках Советского Союза физика РИ развивается только в ЛЯР ОИЯИ (см. раздел 1.6 и табл. 4).

### 1.5. Типичные методы исследований на пучках радиоактивных изотопов

Первая информация, получаемая об изотопе, — это обычно сам факт его существования. Наибольшее количество изотопов в последние десятилетия было открыто на фрагмент-сепараторах. При этом массовое число и заряд устанавливаются по времени пролёта и потерям энергии в детекторах, размещённых в финальной фокальной плоскости установки. Другая информация, которая становится доступной там же, — это нижняя оценка времени жизни: чтобы ядро могло долететь до финальной фокальной плоскости фрагмент-сепаратора, время его жизни должно быть больше времени пролёта через установку. При масштабах установок 15–50 м и скоростях (0,3–0,6) с появляются ограничения на времена жизни исследуемых РИ  $\tau > 50–200$  нс.

Следующей по важности является информация о массе нуклида. Рассчитывая на точность измерения массы не хуже 100 кэВ, необходимо использовать спектрометрические устройства с относительной точностью измерения не менее  $10^{-5}$  для лёгких ядер и  $10^{-6}$  для тяжёлых. Такие точности могут быть достигнуты в магнитных ловушках (ловушках Пеннинга) [15, 16] или при изохронном режиме работы накопительных колец [17, 18]. Последнее веяние в этой области — использование времяпролётных масс-спектрометров с многократным отражением (Multiple-reflection time-of-flight (MR-TOF) mass spectrometers), в которых медленный пучок набирает огромную пролётную базу, многократно отражаясь от электромагнитных зеркал [19]. Все эти методы — "медленные", т.е. требующие обычно не менее 1 с для срабатывания. Поэтому определение масс короткоживущих ядер возможно только при использовании ядерных реакций.

Регистрация гамма-излучения из распадов возбуждённых состояний РИ делает возможными спектроскопические исследования. Так как типичное время гамма-распада составляет  $10^{-15}–10^{-12}$  с, измерения надо проводить непосредственно в точке формирования РИ (за это время даже релятивистское ядро не успевает улететь на макроскопическое расстояние). Работа с ограниченными по интенсивности пучками РИ в жёстких фоновых условиях в окрестностях мишенной области требует особых подходов к гамма-спектроскопии на пучках РИ [20].

Ядра, лежащие вдали от долины стабильности, переходят в более стабильные системы вследствие "слабых" процессов ( $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -распада или электронного захвата). Из-за структурных особенностей изобарических соседей слабые переходы заселяют в основном возбуждённые состояния дочерних систем. Если эти состояния находятся выше порогов эмиссии нуклонов или даже кластеров, то мы сталкиваемся с  $\beta$ -задержанным испусканием частиц. Исследование  $\beta$ -распада и  $\beta$ -задержанного испускания частиц является приоритетным направлением экспериментов с пучками РИ при их имплантации в детектирующую систему.

Особый класс представляют собой "сильные", в том числе радиоактивные, распады, т.е. распады с испусканием частиц ( $\alpha$ ,  $p$ ,  $2p$ ,  $n$ ,  $2n$ ). Если  $\alpha$ -распад является

одним из трёх базовых видов радиоактивности ( $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ ), открытых Беккерелем ещё в 1896 г., то открытия протонной ( $p$ ) радиоактивности [21] (1982 г.) и двухпротонной ( $2p$ ) радиоактивности [22, 23] (2002 г.) (см. раздел 3.4) находятся среди относительно недавних достижений ядерной физики с РИ. Вопрос о возможности существования таких необычных видов радиоактивного распада, связанных с испусканием нейтронов, как  $2n$  и  $4n$ , начал рассматриваться совсем недавно [24] (см. раздел 3.8). Современный статус исследований радиоактивного распада вблизи границы ядерной стабильности подробно рассмотрен в обзоре [25].

Изучение распада ядерной системы может дать исключительно точную информацию об определённых аспектах её структуры, а именно об определённых матричных элементах, характерных для процессов в данной системе. Однако этот подход можно отнести к "пассивным" методам, которые вынуждают довольствоваться той информацией, которую природа сама "согласилась" предоставить.

Действительно гибкий подход к исследованиям РИ состоит в изучении ядерных реакций. В распоряжении ядерной физики имеется целый арсенал различных реакций: выбивание, срыв, подхват, зарядовый обмен, кулоновское возбуждение, квазисвободное рассеяние и т.д. Выбор конкретного вида реакции, конечно, сильно зависит от доступных энергий, возможной кинематики для данной установки и прочих технических ограничений, но существует и значительная свобода выбора, которая позволяет сфокусироваться на реакции, наиболее полно раскрывающей интересующий физический аспект. Так, самым популярным экспериментом с РИ после собственно открытия нового изотопа является изучение импульсных распределений остатков из реакций срыва нуклона (пары нуклонов). Такие реакции идут с большими сечениями, эксперименты просты в постановке, а полученная информация сразу накладывает жёсткие ограничения на возможные свойства валентных орбиталей — угловые моменты и энергии отделения.

В настоящем обзоре мы сосредоточимся именно на реакциях как методе получения информации об экзотических ядрах.

### 1.6. Исследования радиоактивных изотопов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ

В 1990-е годы ЛЯР ОИЯИ удалось не только сохранить научную программу мирового уровня, но и достичь в отдельных направлениях прорывных результатов. Прежде всего следует отметить программу синтеза сверхтяжёлых элементов (СТЭ), которая сделала ЛЯР мировым лидером в этой области и привела к открытию в последние два десятилетия элементов с зарядовыми числами  $Z = 113–118$ . Признанием достижений ЛЯР ОИЯИ в этой области явилось официальное наименование Международным союзом теоретической и прикладной химии (IUPAC) элементов с  $Z = 114$  (флеровий) и  $Z = 116$  (ливерморий)<sup>3</sup>. Предполагается, что в настоя-

<sup>3</sup> Ливерморская национальная лаборатория им. Э. Лоуренса (Lawrence Livermor National Laboratory) и Ок-Риджская национальная лаборатория (Oak Ridge National Laboratory) (США) активно участвуют в совместных экспериментах по синтезу СТЭ. В декабре 2015 г. IUPAC официально признал открытие элементов  $Z = 115, 117, 118$ , сделанное коллаборацией с ведущим участием ЛЯР ОИЯИ.

щий момент мы вплотную приблизились к завершению таблицы Менделеева, так как  $Z = 120$  является, вероятно, зарядовым числом последнего химического элемента<sup>4</sup>.

Программа синтеза и исследования сверхтяжёлых элементов в ЛЯР ОИЯИ предусматривает введение в строй специализированной "фабрики СТЭ", нацеленной на многомесячный поиск сверхредких событий формирования СТЭ с типичными сечениями 1–100 фб (для сравнения, характерное ядерное сечение имеет масштаб 1 б, или 100 фм<sup>2</sup>, что составляет 10<sup>15</sup> фб). Это позволит освободить ускорители ЛЯР для другой разнообразной экспериментальной работы, в частности для исследований с пучками РИ.

Необходимо отметить, что поиск СТЭ, хотя он и решает важнейшие вопросы расширения карты нуклидов, не относится к исследованиям с РИ. Эти эксперименты ведутся с использованием интенсивных (0,5–2,0 рµА (particle microampere, 1 рµА = 1(e/Z) µА) и предельно нейтронно-избыточных (таких, как <sup>48</sup>Са и <sup>50</sup>Ti), но всё же стабильных пучков. Использование пучков нейтронно-избыточных РИ, безусловно, могло бы привести к прорыву в этой области, но формирование вторичных пучков с достаточной интенсивностью для поиска СТЭ пока является нерешённой задачей.

Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва ОИЯИ располагает ускорительным комплексом пучков РИ — DRIBs-1 (Dubna Radioactive Ion Beams 1). В состав DRIBs-1 входят установка для разделения продуктов фрагментации на лету АКУЛИНА (ACCULINNA) [26] и устройства, обеспечивающие получение радиоактивных пучков низкой энергии на циклотроне У-400 для ядер, выделенных ISOL-методом. С этой целью два ускорителя, У-400М и У-400, должны работать в tandem — первый обеспечивает производство РИ посредством облучения интенсивным пучком толстой мишени, а второй — последующее ускорение выбранной частицы до энергии ≈ 6 МэВ на нуклон [27]. Перспективы развития ISOL-метода в ОИЯИ обсуждаются в разделе 6.2.

Эксперименты на сепараторе АКУЛИНА были начаты в 1996 г.; комплекс DRIBs-1 работает в полном объёме с 2004 г. Результаты работ, выполненных на DRIBs-1, представлены в многочисленных статьях и материалах конференций (см., например, [2]). Сейчас осуществляется третья фаза развития РИ-инфраструктуры для получения интенсивных пучков РИ — комплекс DRIBs-3. Одним из перспективных разделов этой программы является исследование лёгких экзотических ядер вблизи границы стабильности и за её пределами на установках АКУЛИНА и АКУЛИНА-2.

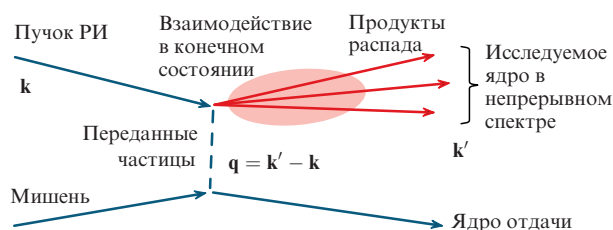
Фрагмент-сепаратор АКУЛИНА (см. раздел 4.2), построенный в середине 1990-х годов, являлся начальным звеном проекта К4–К10. Программа К4–К10 масштабного обновления инструментальной базы ЛЯР ОИЯИ, предложенная в 1989 г., была нацелена на то, чтобы занять лидирующие позиции в мире в области исследований РИ [28]. Проект не был реализован по очевидным причинам. Однако общая схема К4–К10 с двумя нако-

пительно-ускорительными кольцами позднее была использована при строительстве исследовательского центра в Ланьчжоу (КНР) [29], а идея электрон-РИ-коллайдера, предложенная в проекте К4–К10, положена в основу эксперимента ELISe (Electron-Ion scattering in Storage ring (eA-collider)) [30] в строящемся центре FAIR. Продуктивность научной программы установки АКУЛИНА послужила основой для создания концепции и последующего строительства нового фрагмент-сепаратора АКУЛИНА-2. Эта установка, созданная в коллаборации с французским поставщиком ионно-оптических систем SigmaPhi в период 2011–2015 гг., сейчас находится в стадии пуска – наладки и подготовки к экспериментам "первого дня" (см. раздел 6.1).

## 2. Прямые реакции при промежуточных энергиях

Удачным подходом в физических экспериментах с использованием пучков РИ оказались исследования прямых реакций при промежуточных энергиях. Для объяснения причин этого сначала кратко определимся с предметом.

Прямыми реакциями называют широкий класс ядерных реакций, в которых задействованы немногие нуклонные (кластерные) степени свободы. Это предполагает адиабатичность данного класса реакций: взаимодействие по выделенным степеням свободы протекает быстро по сравнению с типичным временем внутриядерной перестройки, и, следовательно, эта перестройка не успевает произойти. Таким образом, теоретическое описание здесь может быть пертурбативным или близким к нему. Особенно упрощается рассмотрение, если адекватным приближением является первый порядок теории возмущений. Такие ситуации хорошо иллюстрируются полюсными диаграммами (рис. 3), на основании которых можно сделать ряд важных качественных заключений. В реакции существует выделенное направление (что отличает её от процесса самопроизвольного распада). Очевидно, что это направление пучка (вектор  $\mathbf{k}$ ). Кроме того, в прямой реакции с полюсным механизмом физически значимым становится существование дополнительного выделенного направления, заданного вектором переданного импульса  $\mathbf{q}$ . Важными для нас следствиями существования такого выделенного направления являются



**Рис. 3.** Схематическое представление полюсного механизма прямой реакции с заселением состояний непрерывного спектра экзотической ядерной системы. При анализе спектра исследуемого ядра следует учитывать взаимодействие в конечном состоянии. Предполагается, что взаимодействием в конечном состоянии между любым из продуктов распада и ядром отдачи можно пренебречь вследствие кинематического разделения: кинетическая энергия движения любого продукта распада по отношению к ядру отдачи по крайней мере на порядок величины больше, чем энергия относительного движения продуктов распада.

<sup>4</sup> Подразумевается, что речь идёт о достаточно долгоживущем (несколько миллисекунд?) изотопе.  $Z = 120$  — это ближайшее к уже достигнутому  $Z = 118$  магическое ядерное число в соответствии с самыми простыми оценками. Существуют, однако, теоретические модели с максимальным  $Z = 122$  и более, вплоть до  $Z \sim 164$ .

выполнение критерия Треймана – Янга [31, 32] и возможность формирования значительной выстроенности в направлении  $\mathbf{q}$  (см. раздел 2.3).

Под промежуточными энергиями<sup>5</sup> мы понимаем достаточно условный диапазон 20–60 МэВ на нуклон. Эти энергии существенно выше кулоновского барьера (1–7 МэВ на нуклон для лёгких ядер), но ещё далеки от релятивистских энергий (100 МэВ на нуклон и выше) и сопутствующих последним экспериментальных проблем. Реакции в таком диапазоне энергий протекают достаточно быстро для того, чтобы сделать именно прямой механизм эффективным, а кинематика допускает весомый вклад разнообразных прямых механизмов реакций: срыв одного или нескольких нуклонов, их подхват, передачу, обмен, перезарядку. Критерием, который определяет эффективность упомянутых механизмов, является примерное равенство импульса, приходящегося на нуклон в налетающем ядре, типичному импульсу Ферми для интересующей системы.

В целом, результат ядерной реакции определяется следующими основными ингредиентами: 1) исходная ядерная структура участников реакции; 2) механизм реакции; 3) ядерная структура экзотической системы, заселяемой в реакции с РИ; 4) взаимодействие фрагментов в конечном состоянии. Если предмет исследования — это собственно пункт 3, то для получения значимой информации необходимо корректно учитывать и остальные пункты вышеприведённого списка. При условии, что ядерная структура исходных, менее экзотических, ядерных систем относительно неплохо изучена, а процессы взаимодействия в конечном состоянии адекватно описываются современными теоретическими методами, самым важным становится понимание пункта 2 — механизма ядерной реакции. Для прямых реакций механизм оказывается относительно простым и при выборе определённых экспериментальных условий существует ряд хорошо развитых, относительно простых и надёжных теоретических моделей, адекватно описывающих механизм реакции: PWIA (Plane-Wave Impulse Approximation), DWBA (Distorted Wave Born Approximation), QFS (Quasi-Free Scattering), эйкональные модели, модель Глаубера и т.д. [33–35].

## 2.1. Преимущества и недостатки реакций при различных энергиях

Основная современная тенденция в совершенствовании фабрик радиоактивных изотопов — это увеличение энергии пучков РИ. Мотивация различна для установок разного типа.

В ISOL-методе вторичные ядра экстрагируются из мишени с очень низкой энергией (несколько кэВ или десятков кэВ). Это позволяет транспортировать пучок

РИ для дальнейшей имплантации в детектирующую систему или инъекции в электромагнитную ловушку. Для эффективного изучения реакций с РИ этой энергии недостаточно — требуется постускорение вторичного пучка. На многих ISOL-фабриках активно развиваются программы постускорения РИ до энергий 5–20 МэВ на нуклон, чтобы обеспечить возможность исследования реакций с РИ.

Для фабрик РИ, работающих по методу "на лету", стремление к высоким энергиям имеет несколько принципиальных аргументов.

- Увеличение энергии первичного пучка позволяет использовать более толстую первичную (производящую) мишень. Это повышает эффективность использования первичного пучка. Так, при толщине 1 см производящей мишени из лёгкого материала (бериллий) будет использоваться только  $\sim 20\%$  первичного пучка. При этом, для того чтобы потери энергии на мишени были меньше 20%, например, для  $^{36}\text{Ag}$  потребуется энергия свыше 250 МэВ на нуклон.

- Фрагменты первичной реакции фокусируются в более узкий конус в направлении вперёд, это повышает эффективность и качество работы фрагмент-сепаратора.

- В экспериментах можно использовать очень толстые вторичные (физические) мишени, что особенно важно для проведения исследований на экзотических пучках с предельно низкой интенсивностью. Так, в эксперименте [36] был открыт новый изотоп  $^{30}\text{Ag}$  и была выполнена для него достаточно детальная спектроскопия при облучении бериллиевой мишени толщиной 27 мм пучком  $^{31}\text{Ag}$  с интенсивностью всего  $\sim 10^3 \text{ c}^{-1}$ .

- С увеличением энергии пучка возрастает адиабатичность прямых реакций. Применимость простых теоретических подходов к механизму ядерных реакций при этом также возрастает и повышается надёжность извлекаемой структурной информации.

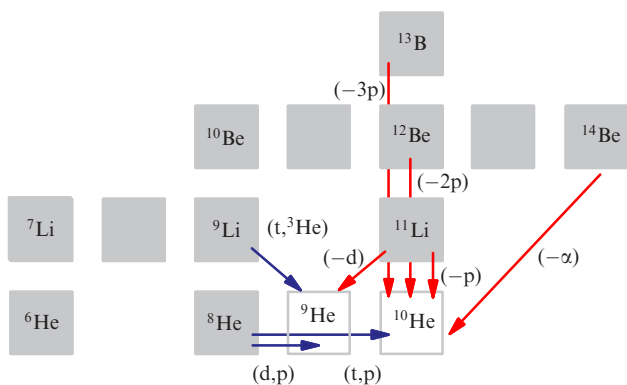
За перечисленные преимущества высоких энергий пучков РИ приходится расплачиваться ввиду ряда возникающих при этом проблем.

- Сечения большинства прямых реакций уменьшаются до уровня, исключающего их практическое использование. Фактически доступными для исследований оказываются реакции выбивания нуклонов или кластеров. Это означает, что, например, от экзотической нейтронно-избыточной системы  $\{A, Z\}$  мы можем перейти к более экзотическим системам: к  $\{A-1, Z-1\}$  — посредством выбивания протона, к  $\{A-2, Z-2\}$  — выбиванием двух протонов и к  $\{A-4, Z-2\}$  — выбиванием  $\alpha$ -частицы. При более низких энергиях РИ ( $< 60$  МэВ на нуклон) суперэкзотические системы могут заселяться совсем другим способом — в реакциях передачи одного или двух нуклонов и реакциях перезарядки (рис. 4).

- Единственным методом идентификации интересующей системы, полученной в реакции выбивания, является метод инвариантной массы (invariant mass). Этот метод применим только при энергиях *выше порогов распада*, и он требует идентификации *всех продуктов распада* интересующей системы. Понятно, что если таких продуктов более трёх, как, скажем, при распаде с эмиссией четырёх нейтронов, то сама регистрация всех фрагментов в совпадении становится серьёзной технической проблемой. При промежуточных энергиях актуальными являются реакции передачи или квазисвободного рассеяния, при которых регистрируются все ядра отдачи

<sup>5</sup> Существует значительный разнобой в трактовке термина "промежуточные энергии". Помимо него, а иногда и вместе с ним, для определения дополнительного энергетического интервала используется термин "средние энергии". Для различных областей ядерной физики граничными точками служат переходы между подбарьерными и околобарьерными реакциями, энергии возбуждения гигантских резонансов, превышение энергетического порога рождения пионов или переход к релятивистской ситуации при превышении массы нуклона. Как мы покажем в разделе 2.1, для обсуждаемой области исследований важен переход от энергетической области доминирования реакций передачи к энергетической области доминирования реакций выбивания.





**Рис. 4.** (В цвете онлайн.) Возможные реакции, ведущие к формированию систем за границей нейтронной стабильности, на примере заселения сверхтяжёлых изотопов гелия. Красным цветом показаны реакции, наиболее эффективные при высоких энергиях. При промежуточных энергиях становятся доступными альтернативные методы заселения экзотических систем в реакциях передачи  $1n$ ,  $2n$  и перезарядки, показанные синим цветом.

(см. рис. 3) и становится возможным использование метода недостающей массы (missing mass) — регистрация только продуктов отдачи — и метода комбинированной массы (регистрация не только продуктов отдачи, но и нескольких продуктов распада изучаемой системы).

- При работе с инвариантной массой в релятивистских условиях основным источником погрешностей является измерение продольной компоненты импульса (полной энергии фрагмента). Изучение реакций при промежуточных энергиях позволяет достичь компромисса при выборе между необходимой точностью восстановления энергетических характеристик систем (что требует низкой энергии), достаточной величиной сечения вторичной реакции (тоже требуется низкая энергия), большой интенсивностью производства вторичного пучка (необходима высокая энергия) и простой механике реакции (необходима высокая энергия).

- В реакциях выбивания результирующие системы заселяются довольно неспецифическим образом, с точки зрения выстроенности по угловому моменту, что ведёт к ограничению функциональности корреляционных методов, которые, как мы покажем далее, эффективно работают при промежуточных энергиях.

Преимущества прямых реакций, протекающих при промежуточных энергиях, признаны научным сообществом. Так, в проекте FAIR существует подпроект HISPEC (High-resolution In-flight SPECTroscopy), нацеленный на изучение таких реакций. Планируется получение пучков РИ в промежуточном диапазоне энергий за счёт сильного торможения пучка в поглотителе (уменьшение энергии более чем в 10 раз от значений  $\approx 1500$  МэВ на нуклон). Вследствие этого образуются огромные пространственные и энергетические дисперсии, которые ведут к необходимости создания исключительно дорогостоящих детектирующих систем большого размера.

В проекте ISOLDE в ЦЕРНе развиваются разные методы ускорения вторичного пучка начиная от диапазона энергий 3 МэВ на нуклон (REX-ISOLDE — Radioactive beam EXperiment at ISOLDE) и до 10 МэВ на нуклон (HIE-ISOLDE — High Intensity and Energy ISOLDE). В канадском центре Triumf постускорение РИ до энергии 5–15 МэВ на нуклон реализовано на установке ISAC-II

(Isotope Separator and Accelerator II). Однако в обеих последних фабриках, относящихся к ISOL-типу, есть ограничение для работы с короткоживущими, с временами жизни менее 100 мс, РИ.

Таким образом, можно утверждать, что научная программа исследования реакций при промежуточных энергиях имеет хорошие перспективы развития. В ЛЯР ОИЯИ на установке АКУЛИНА на протяжении последних 20 лет успешно реализуется программа исследований, идеология которой основана на перечисленных преимуществах и компромиссах в выборе энергетического диапазона РИ.

## 2.2. Корреляции и идентификация спин-чётности

Наряду с ядерной спектроскопией, одним из основных источников информации как о структуре атомных ядер, так и о механизме ядерного взаимодействия является измерение угловых корреляций в реакциях и распадах.

Простейшим примером может служить измерение углового распределения продуктов реакции, которое можно рассматривать как корреляцию между направлением падающего пучка и углом вылета регистрируемой частицы — продукта реакции. Угловое распределение в упругом рассеянии частиц без спина даётся выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \left| \sum_l \frac{2l+1}{2} [\exp(2i\delta_l) - 1] P_l(\cos\theta_{\text{cm}}) \right|^2, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — сечение рассеяния,  $\Omega$  — телесный угол,  $l$  — орбитальный угловой момент,  $P_l$  — полином Лежандра первого рода,  $\theta_{\text{cm}}$  — угол рассеяния в системе центра масс. В окрестностях резонансов (с энергией  $E_r$  и шириной  $\Gamma$ ) фазовые сдвиги хорошо параметризуются как

$$\delta_l(E) = \arctan \left[ \frac{\Gamma}{2(E_r - E)} \right]. \quad (3)$$

Для РИ популярным методом исследования является упругое резонансное рассеяние, измеренное в обратной кинематике на толстой мишени (см., например, статьи [37–40] и приведённые там ссылки). Измерение зависимости сечения от энергии и угла позволяет определить, используя выражения типа (2) и (3), параметры резонансных состояний, включая спин-чётность. При этом если упругий канал является единственным открытым, то идентификация резонансных состояний в спектре будет однозначной. Это нетривиальная особенность именно упругого рассеяния. Так, для неупругих процессов квантовая механика не гарантирует однозначной привязки квантовых чисел к данным рассеяния, и мы вступаем в область выбора правдоподобных моделей. Обратим внимание также на следующий момент: в соответствии с уравнением (2) при заселении в упругом рассеянии изолированного резонанса с  $J = L$  (частицы бесспиновые) угловое распределение примет простой вид:

$$W(\theta_{\text{cm}}) \sim |P_J(\cos\theta_{\text{cm}})|^2. \quad (4)$$

Такой чётко выраженный характер углового распределения делает задачу экспериментальной идентификации  $J$  для узкого изолированного резонанса тривиальной.

Для идентификации спин-чётности в прямых реакциях (неупругие процессы) широко применяется следую-

щий метод. Можно показать, что для многих видов прямых реакций форма углового распределения в основном определяется переданным угловым моментом  $\Delta L$ . Качественно эта зависимость описывается следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{J\Delta L} \frac{d\sigma_{J\Delta L}}{d\Omega}, \quad \frac{d\sigma_{J\Delta L}}{d\Omega} \sim |j_{\Delta L}(qr_0)|^2, \quad (5)$$

где  $j_{\Delta L}$  — сферическая функция Бесселя,  $q$  — переданный в реакции импульс,  $r_0$  — некий характерный ядерный радиус, например  $r_0 = 2-5$  фм. Для конкретных видов реакций могут существовать достаточно развитые методы расчёта сечений, но простое выражение (5) в большинстве случаев правильно воспроизводит положения максимума и первого дифракционного минимума и позволяет в первом приближении легко определить  $\Delta L$ .

Описанные выше методы используют угловое распределение в системе центра масс всех продуктов реакции. Гораздо менее известен и распространён метод, связанный с измерением угловых корреляций из распада неустойчивой подсистемы. В качестве упрощённой иллюстрации разберём сначала классический пример идентификации спина в каскаде распадов с участием бесспиновых частиц в "нулевой геометрии" (рис. 5).

Пусть при соударении  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  на стадии 1 (см. рис. 5) заселяется возбуждённое компаунд-состояние ядра  $^{28}\text{Si}^*$ . Допустим, это состояние на стадии 2 распадается с испусканием альфа-частицы ( $\alpha_1$ ), при этом заселяются возбуждённые состояния  $^{24}\text{Mg}^*$  с различными спинами  $J = L$ . Измерение энергии  $\alpha_1$  позволяет выбрать состояние  $^{24}\text{Mg}^*$  с определённой энергией. Если  $\alpha_1$  регистрируется под нулевым углом относительно направления падающего пучка, то спин выбранного возбуждённого состояния ядра  $^{24}\text{Mg}^*$  равен величине переданного в реакции углового момента  $J = \Delta L$ , поскольку спины всех остальных участников реакции равны нулю. Такое кинематическое условие для каскада распадов получило название "нулевая геометрия". На стадии 3 состояние  $^{24}\text{Mg}^*$  распадается с испусканием второй альфа-частицы ( $\alpha_2$ ). В общем случае угловое распределение по  $\theta$  должно выражаться через набор присоединённых полиномов Лежандра  $P_J^{M_J}$ :

$$W(\theta) \sim \left| \sum_{M_J} a_{M_J} P_J^{M_J}(\cos \theta) \right|^2 \quad (6)$$

с некоторыми амплитудами  $a_{M_J}$ . Однако оказывается, что в системе отсчёта, где  $\alpha_1$  вылетает параллельно оси  $z$ ,

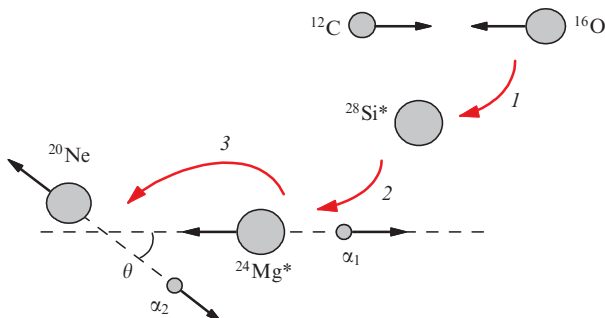


Рис. 5. Идентификация спина состояния в реакциях "нулевой геометрии" на примере реакции  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 2\alpha)^{20}\text{Ne}$ .

$a_{\pm 1} \equiv 0$  и угловое распределение  $\alpha_2$  описывается таким же простым выражением, как и (4), но только зависящим от угла  $\theta$  в системе центра масс подсистемы  $^{24}\text{Mg}^*$ . Это происходит потому, что проекция переданного углового момента  $\Delta L$  на ось  $z$  в такой системе может быть только нулевой ( $M_{\Delta L} \equiv 0$ ): она была нулевой изначально, так как все входные импульсы параллельны оси  $z$ , и осталась нулевой, поскольку  $\alpha_1$  не может "унести" ненулевую проекцию углового момента. С точки зрения теории углового момента, можно сказать, что упрощение корреляционной картины связано с формированием промежуточного состояния  $^{24}\text{Mg}^*$  с высокой *выстроенностью*. Выстроенность, отвечающая условию  $M_{\Delta L} \equiv 0$ , характеризуется как *полярная*, так как она соответствует максимальному вылету частиц в направлении полюсов сферической системы отсчёта.

Этот метод широко использовался в основном для изучения высокоспиновых состояний в области средних ядер (см., например, [41]). Существенным ограничением данного метода является требование нулевого спина участников реакции. Помимо того, спектр заселяемых в подобных реакциях состояний ограничивается состояниями с натуральной чётностью  $\pi = (-1)^J$ .

Идея метода "нулевой геометрии" легко обобщается для случая полюсных прямых реакций. При этом система отсчёта должна быть ориентирована не в направлении пучка, а в направлении вектора переданного импульса  $\mathbf{q}$  (индивидуально для каждого события). Для прямых реакций причина заселения промежуточных состояний с высокой выстроенностью несколько отлична от таковой в случае нулевой геометрии, но её легко объяснить качественно. Угловой момент  $\Delta \mathbf{L}$ , переданный в реакции, является производным от переданного импульса  $\mathbf{q}$ , а значит, он может быть получен векторным умножением  $\mathbf{q}$  на некоторый радиус-вектор  $\mathbf{i}$ , следовательно, ортогонален  $\mathbf{q}$ . Отсюда вытекает, что в системе отсчёта, связанной с  $\mathbf{q}$ ,  $\Delta \mathbf{L}$  может иметь только нулевую проекцию на ось  $z$ :

$$\{[\Delta \mathbf{L} \times \mathbf{q}] \equiv 0, z \parallel \mathbf{q}\} \rightarrow M_{\Delta L} \equiv 0. \quad (7)$$

Математический аппарат описания угловых корреляций в каскадах ядерных процессов с участием частиц и электромагнитного излучения представлен в классической работе [42]. Значительные материалы по корреляциям в ядерных процессах содержатся в недавней монографии [43].

Наличие спинов у участников реакции существенно усложняет картину угловых корреляций. Результат анализа при этом перестаёт быть гарантированным, как в ситуации, показанной на рис. 5. Однако и в этом случае измерения угловых корреляций при определённых удачных условиях можно использовать для определения спин-чётностей возбуждённых состояний ядер, заселяемых в реакции. Например, при изучении альфа-кластерных состояний ядер  $p$ - и  $s$ - $d$ -оболочек широкое применение нашло измерение угловых корреляций в реакции ( $^6\text{Li}, d\alpha$ ) (см., например, [44] и приведённые там ссылки). В разделе 5 рассматривается несколько таких удачных примеров изучения корреляций для систем-участников со спином на установке АКУЛИНА.

Если в приведённом выше примере характерные угловые корреляции возникают вследствие поляризации (выстроенности) промежуточного состояния, то при пе-

реходе к ядрам, близким к границе стабильности, мы сталкиваемся с принципиально новым явлением. Малая энергия связи этих экзотических ядер приводит к тому, что практически весь спектр возбуждённых состояний, а иногда и основное состояние, лежит выше порога распада. Особый интерес вызывают ядра, у которых порог двухчастичного распада выше порога распада на три, а иногда и более частиц. Примером трёхчастичного распадчика может служить ядро  ${}^6\text{Be}$ , у которого основное состояние лежит выше порога распада на альфа-частицу и два протона, причём в бинарных подсистемах  ${}^6\text{Be}$  ( $\alpha$ - $p$  или  $p$ - $p$ ) отсутствуют промежуточные резонансы, которые могли бы обеспечить последовательный распад основного состояния (см. разделы 3.5 и 5.6). Измерения угловых корреляций таких систем могут предоставить уникальную информацию о ядерной структуре и динамике распада.

Следует отметить ещё одну особенность, связанную с исследованиями лёгких экзотических ядер. Поскольку возбуждённые состояния подобных ядерных систем лежат, как правило, выше порога нуклонного распада, экспериментально наблюдаемые спектры формируются в результате перекрытия широких состояний, что существенно затрудняет их интерпретацию. Например, в измеренном спектре недостающей массы из реакции, ведущей к заселению низколежащих состояний остаточного ядра, вклады от состояний с различными квантовыми характеристиками (вследствие их ортогональности) складываются не когерентно. Если ширины состояний сравнимы с расстояниями между уровнями, то в результате получается вялая бесструктурная картина, затрудняющая, а часто делающая невозможным выделение отдельных компонент спектра. В угловых корреляциях частиц из распада интерференционные эффекты могут привести к формированию яркой структурной картины. Например, асимметрия углового распределения в системе центра масс распадающегося ядра однозначно свидетельствует об интерференции состояний с различной чётностью.

Таким образом, можно утверждать, что измерение угловых корреляций является мощным инструментом для получения уникальной информации. Корреляционные измерения на порядок сложнее по сравнению с измерениями традиционными методами: экспериментальная установка существенно усложняется, повышаются требования к необходимой статистике эксперимента, становится более трудоёмким анализ данных. Однако всё это должно окупаться возможностью получения надёжной информации как о структуре экзотической ядерной системы, так и о динамике процесса распада.

### 2.3. Симуляции методом Монте-Карло

Экспериментальные данные могут испытывать искажения трёх основных видов, связанных с устройством экспериментальной установки: 1) с ограниченным аксептансом — частица пролетает мимо детектора; 2) низкой эффективностью регистрации — частица попадает в детектор, но не регистрируется; 3) с погрешностями, обусловленными угловым и энергетическим разрешением, — истинные характеристики отличаются от зарегистрированных. Особенно велики искажения в случае экспериментов, в которых несколько частиц регистрируется в совпадении: полученные спектры и корреляционные распределения могут искажаться до полной

неузнаваемости. Таким образом, результаты современного эксперимента достаточной степени сложности нельзя сравнивать с теоретическими результатами непосредственно. Наиболее распространённый, а иногда и единственный подход, который решает данную проблему, — это моделирование методом Монте-Карло (МК). Теоретические предсказания (амплитуды в импульсном пространстве) надо превратить в *события* (наборы векторов импульсов всех частиц), которые распределены в фазовом пространстве с такой же плотностью вероятности, как и в теории. Далее события пропускаются через программный фильтр, максимально имитирующий экспериментальную установку. Полученные при имитации данные анализируются, используя ту же процедуру, что и при анализе настоящих данных. Только обработанные таким способом теоретические результаты становятся пригодными для сравнения с экспериментальными данными.

На концептуальном уровне это означает, что для экспериментов достаточной степени сложности теоретические результаты перестают иметь ценность сами по себе. Над задачей сравнения результатов расчётов с экспериментальными данными теоретик необходимо работать в одной команде с экспериментатором. К МК-процедуре подходят с двух сторон: теоретик превращает плотности вероятности в события, а экспериментатор создаёт симулятор экспериментальной установки. Это диктует определённый метод в организации научного процесса и обостряет вопросы научной этики в работе с данными.

На практике для параметризации сечения прямых реакций, заселяющих состояния в непрерывном спектре, используется формализм матрицы плотности:

$$\frac{d\sigma}{dq_{\parallel} dq_{\perp} dE_T d\Omega} \sim \sum_{SM_S} \sum_{JM, J'M'} \rho_{JM}^{J'M'}(q_{\parallel}, q_{\perp}, E_T) \times A_{J'M'SM_S}^{\dagger}(E_T, \Omega) A_{JMSM_S}(E_T, \Omega). \quad (8)$$

Из вектора переданного импульса  $\mathbf{q}$  явно выделены продольная  $dq_{\parallel}$  и поперечная  $dq_{\perp}$  компоненты, так как его азимутальная ориентация относительно пучка не несёт физической информации. Амплитуды конечного состояния  $A_{JMSM_S}$  просуммированы по спиновым состояниям, поскольку предполагается, что исследование спиновых степеней свободы сейчас неактуально для РИ-эксперимента по причине сложности. Сама факторизация сечения в виде (8) отражает адиабатический характер прямых реакций: это деление на "быструю" компоненту (собственно матрица плотности  $\rho_{JM}^{J'M'}$ ) и "медленную" (амплитуды распада в интересующем канале). Энергия  $E_T$  отсчитывается от порога распада в интересующей нас системе: в (8) амплитуды  $A_{JMSM_S}$  могут быть как двухчастичными, так и трёхчастичными. Соответственно, телесный угол  $\Omega$  будет двумерным или пятимерным (см. обсуждение переменных для задачи трёх тел в разделах 2.4, 3.1):

$$\Omega \rightarrow \Omega_2 = \{\theta, \phi\},$$

$$\Omega \rightarrow \Omega_5 = \{\varepsilon, \Omega_{kx}, \Omega_{ky}\} = \{\varepsilon, \theta_k, \alpha, \beta, \gamma\}. \quad (9)$$

В результате мы имеем для реакций с двухчастичным конечным состоянием пятикратно-дифференциальное

сечение, что ещё приемлемо, однако для трёхчастичных конечных состояний сечение окажется восьмикратно-дифференциальным, что представляет существенную численную проблему.

Желательно иметь предсказания и для амплитуд интересующего процесса  $A_{JM SM_S}$ , и для механизма реакции, закодированного в  $\rho_{JM}^{J'M'}$ . Однако задача теории реакций для определения  $\rho_{JM}^{J'M'}$  может быть гораздо более сложной. В этом случае помогает то, что для параметризации матрицы плотности есть ряд упрощений, которые и делают формализм (8) привлекательным для феноменологии.

1. В выражении (8) матрица плотности зависит от энергии  $E_T$ . В действительности эта матрица зависит от  $E_{tot} - E_T$ , где  $E_{tot}$  — полная энергия реакции в системе центра масс реакции. Для прямых реакций  $E_{tot}$  составляет несколько десятков или сотен МэВ, в то время как интересующий нас диапазон изменения  $E_T$  — несколько МэВ. Таким образом, для практических целей зависимость  $\rho_{JM}^{J'M'}$  от  $E_T$  обычно можно пренебречь.

2. Для прямых реакций, описываемых в полусном приближении, должен выполняться критерий Треймана–Янга [31, 32]. В системе отсчёта, где ось  $z$  сонаправлена с вектором переданного импульса  $\mathbf{q}$ , этот критерий требует, чтобы азимутальный угол был физически незначимым. Таковыми являются углы  $\phi$  или  $\alpha$  для конечного состояния соответственно двух или трёх тел. В результате число параметров в выражении (8) уменьшается до четырёх или семи соответственно. С формальной точки зрения, критерий Треймана–Янга требует симметрии матрицы плотности относительно равных по модулю магнитных квантовых чисел:

$$\rho_{JM}^{J'M'} \equiv \rho_{J-M}^{J'-M'}$$

В наших экспериментальных работах всегда делается тест на выполнение критерия Треймана–Янга. Его выполнение является обнадеживающим сигналом о возможности упрощённого анализа, но не гарантией успеха, поскольку удовлетворение критерию является необходимым, но не достаточным условием работоспособности полусного приближения.

3. Сильная выстроенность может уменьшить количество актуальных параметров в матрице плотности. Так, в системе  $z \parallel \mathbf{q}$  при условии передачи в реакции нулевой проекции магнитного квантового числа матрица плотности для заселения ядер с целым  $J$  будет иметь так называемую полярную выстроенность:

$$\rho_{JM}^{J'M'} \sim \delta_{M,0} \delta_{M',0} \tag{10}$$

### 2.4. Корреляции в трёхчастичных системах

Для изучения трёхчастичных корреляций требуется перейти от одночастичных радиусов-векторов трёх тел  $\mathbf{r}_i$  к якобиевским координатам (рис. 6):

$$\begin{aligned} \mathbf{X} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \\ \mathbf{Y} &= \frac{A_1 \mathbf{r}_1 + A_2 \mathbf{r}_2}{A_1 + A_2} - \mathbf{r}_3, \\ \mathbf{R} &= \frac{A_1 \mathbf{r}_1 + A_2 \mathbf{r}_2 + A_3 \mathbf{r}_3}{A_1 + A_2 + A_3}. \end{aligned} \tag{11}$$

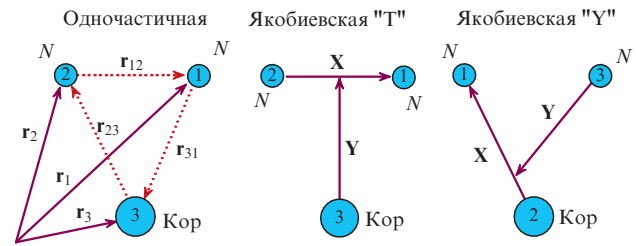


Рис. 6. Одночастичные, относительные и якобиевские координаты для системы трёх тел. Для системы, состоящей из кора и двух нуклонов, только две якобиевские системы являются неэквивалентными: "Т" и "У".

Канонически сопряжёнными к ним являются якобиевские импульсы:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_x &= \frac{A_2 \mathbf{k}_1 - A_1 \mathbf{k}_2}{A_1 + A_2}, \\ \mathbf{k}_y &= \frac{A_3 (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) - (A_1 + A_2) \mathbf{k}_3}{A_1 + A_2 + A_3}, \\ \mathbf{k}_R &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3. \end{aligned} \tag{12}$$

В общем случае трёх разных тел существуют три топологически различные якобиевские системы, которые могут быть получены циклической перестановкой частиц в (11) и (12). Для часто встречающегося на практике класса трёхчастичных систем, состоящих из кора и двух валентных нуклонов, только две системы неэквивалентны и имеют собственные названия: "Т" и "У" (см. рис. 6).

Координата  $\mathbf{R}$  и импульс  $\mathbf{k}_R$  центра масс всей трёхчастичной системы как целого не входят в её динамическое описание. Таким образом, для полного описания корреляций трёхчастичной системы достаточно якобиевских векторов  $\mathbf{k}_x$  и  $\mathbf{k}_y$ . При фиксированной полной энергии распада  $E_T$  это описание будет пятипараметрическим. Корреляции в трёхчастичном распаде ядерной системы, заселяемой в прямой реакции, иллюстрируются на рис. 7. Оказалось удобным разделить корреляции на двумерные, "внутренние", или энергетически-угловые, зависящие от динамики распада трёх тел, и трёхмерные, "внешние", связанные с ориентацией трёхчастичной системы как целого. Внутренние корреляции параметризуются переменной энергетического распределения  $\varepsilon$  и

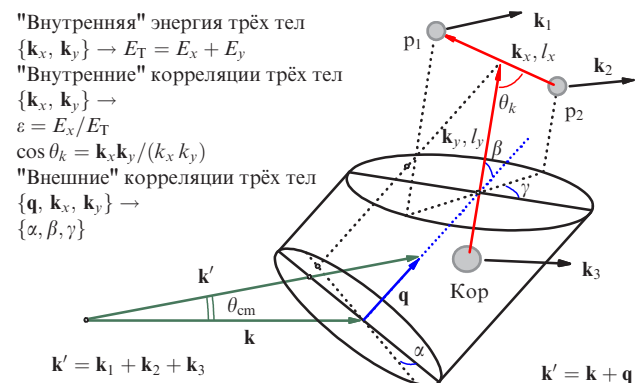
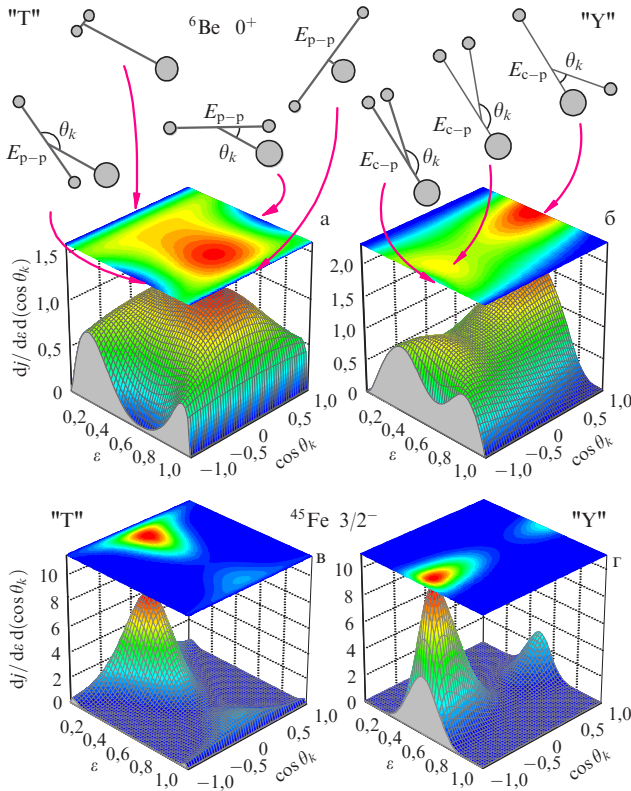


Рис. 7. Корреляции в трёхчастичном распаде ядерной системы, заселяемой в прямой реакции.



**Рис. 8.** (В цвете онлайн.) Энергетически-угловые (или внутренние) корреляции для 2p-распадов основных состояний  ${}^6\text{Be}$  (а, б) и  ${}^{45}\text{Fe}$  (в, г), рассчитанные в трёхчастичной модели. Корреляции представлены в якобиевских "Т"- и "Y"-системах. В верхней части рис. а и б приведена качественная иллюстрация для некоторых характерных областей на кинематической плоскости  $\{\varepsilon, \cos \theta_k\}$ .

углом между якобиевскими импульсами  $\theta_k$ :

$$E_T = E_x + E_y = \frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2} \frac{k_x^2}{2M} + \frac{A_1 + A_2 + A_3}{(A_1 + A_2) A_3} \frac{k_y^2}{2M},$$

$$\varepsilon = \frac{E_x}{E_T}, \quad \cos \theta_k = \frac{\mathbf{k}_x \mathbf{k}_y}{k_x k_y}, \quad (13)$$

где  $M$  — средняя масса нуклона в системе. Параметр  $\varepsilon$  показывает, в каких долях полная энергия распада  $E_T$  распределилась между якобиевскими подсистемами  $E_x$  и  $E_y$ .

Примеры внутренних корреляций на плоскости  $\{\varepsilon, \cos \theta_k\}$  для 2p-распадов основных состояний  ${}^6\text{Be}$  и  ${}^{45}\text{Fe}$ , рассчитанные в трёхчастичной модели, приведены на рис. 8. Представления корреляций в разных якобиевских системах физически полностью эквивалентны. Однако использование обоих представлений облегчает визуализацию деталей, связанных с различными аспектами динамики распада. Полученные теоретически картины корреляций хорошо подтверждаются экспериментом [45–47], причём для лёгких систем — с исключительно высокой точностью (см. раздел 3.5).

Три параметра, необходимых для описания внешних корреляций, естественно отождествить с углами Эйлера  $\{\alpha, \beta, \gamma\}$  — стандартной параметризацией ориентации твёрдого тела (см. рис. 7). Для полюсных прямых реакций параметр  $\alpha$  не является содержательным вследствие критерия Треймана–Янга [31, 32]: распределение

по этому углу должно быть изотропным. Угол  $\gamma$  входит в корреляционные картины достаточно сложным образом. Напротив, распределение по углу  $\beta$  — углу между направлением вылета частицы 3 на рис. 6 и направлением переданного импульса  $\mathbf{q}$  — может в ряде случаев иметь ярко выраженный характер и легко поддаваться интерпретации. Принципиальные причины этого те же, что и в двухчастичном случае, обсуждавшемся в разделе 2.3, для обычных двухчастичных распадов. Особенно успешно этот подход работает в случае интерференции широких перекрывающихся состояний и в реакциях, приводящих к сильной выстроенности конечных состояний.

### 3. Динамика задачи нескольких тел на границе стабильности

В разделе 2 мы обсудили подход к исследованию реакций с РИ на установке АКУЛИНА. В этом разделе мы рассмотрим ряд теоретических результатов, относящихся к необычным явлениям, которые возникают на границе стабильности. Здесь мы обратимся к определённому подмножеству таких проблем, которые описываются в терминах динамики нескольких тел. Такие явления, как нуклонное гало, протонный распад, мягкая дипольная мода и томас-эрмановский сдвиг, безусловно, реализуются на границе стабильности и в однонуклонной версии (задача двух тел). Однако в этом разделе мы рассмотрим более сложную их разновидность, связанную с коллективным движением трёх и более тел.

Не все обсуждаемые в разделах 3.1–3.8 вопросы имеют прямое отношение к исследованиям непосредственно на установке АКУЛИНА. Но они дают более широкое представление о проблемных темах, которые рассматриваются в современном РИ-эксперименте, в том числе в коллаборационных работах нашей группы. Не претендуя на полноту изложения самих вопросов и их истории, мы ориентировались на описание нескольких ярких примеров явлений, имеющих важную качественную составляющую.

#### 3.1. Метод гиперсферических гармоник для задачи трёх тел

В основе приложения задачи трёх тел к ядрам с  $A > 3$  лежит кластерное приближение. Предполагается, что основная динамика рассматриваемой ядерной системы  $A$  описывается потенциальным взаимодействием трёх инертных кластеров:  $A_1, A_2, A_3$ . В этом случае полная волновая функция (ВФ) может быть факторизована на внутренние ВФ кластеров и трёхчастичную ВФ их относительного движения:

$$\Psi_A = \Psi_{A_1} \Psi_{A_2} \Psi_{A_3} \Psi(\mathbf{X}, \mathbf{Y}).$$

Отечественные учёные внесли важнейший вклад в развитие методов теории нескольких тел. После того как строгий подход к решению квантово-механической задачи трёх тел был реализован в методе уравнений Фаддеева, начал интенсивно развиваться альтернативный подход, основанный на методе гиперсферических гармоник (МГГ). Ряд принципиальных проблем в приложении этого метода к ядерно-физическим задачам был решён в работах Ю.А. Симонова (Институт теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ)) [48, 49], Ю.Ф. Смирнова (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (МГУ)) [50], А.И. Базя [51],

М.В. Жукова [52], В.Д. Эфроса (Курчатовский институт) [53, 54] и их сотрудников в середине 1960-х – конце 1980-х годов (см. монографию [55] и ссылки в ней).

Наш подход к задаче нескольких тел, который исторически восходит к научной школе, базировавшейся в Курчатовском институте, основан на МГГ. Обсуждение технических особенностей и детальная библиография представлены в обзорах [4, 25, 56, 57].

Основой МГГ является то, что ВФ ряда трёхчастичных задач эффективно разлагаются по гиперсферическому базису. Прежде всего это относится к ситуациям, в которых система находится в трёхтелном "коллективизованном" состоянии и использование базисных функций, явно зависящих от одночастичных степеней свободы, не приводит к компактным разложениям ВФ. Волновая функция МГГ может быть записана как

$$\Psi(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) = \Psi(\rho, \Omega_\rho) = \sum_{K_\gamma} \frac{\chi_{K_\gamma}(\rho)}{\rho^{5/2}} \mathcal{J}_{K_\gamma}(\Omega_\rho),$$

$$x^2 = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} X^2, \quad y^2 = \frac{(A_1 + A_2) A_3}{A_1 + A_2 + A_3} Y^2,$$

$$\rho^2 = x^2 + y^2, \quad \theta_\rho = \arctan \frac{x}{y}, \quad (14)$$

где от якобиевских векторов  $\{\mathbf{X}, \mathbf{Y}\} = \{X, \Omega_x, Y, \Omega_y\}$  (см. раздел 2.4) мы переходим к гиперрадиусу и гиперуглу,  $\{\rho, \theta_\rho, \Omega_x, \Omega_y\} = \{\rho, \Omega_\rho\}$ . Гиперрадиус  $\rho$  симметричен относительно перестановки частиц. Это его свойство как коллективной переменной более явно выражено в альтернативном определении:

$$\rho^2 = \frac{A_1 A_2 A_3}{A_1 + A_2 + A_3} \left( \frac{r_{12}^2}{A_3} + \frac{r_{23}^2}{A_1} + \frac{r_{31}^2}{A_2} \right). \quad (15)$$

Гипергармоники  $\mathcal{J}_{K_\gamma}^{JM_J}$  с определённым полным спином  $J$  и его проекцией  $M_J$ ,

$$\mathcal{J}_{K_\gamma}^{JM_J}(\Omega_\rho) = \psi_L^{l_x l_y}(\theta_\rho) \left[ [Y_{l_x}(\Omega_x) \otimes Y_{l_y}(\Omega_y)]_L \otimes X_S \right]_{JM_J},$$

образуют полный набор ортонормированных функций на "гиперсфере"  $\Omega_\rho$ . "Мультииндекс"  $\gamma = \{L, S, l_x, l_y\}$  является краткой записью массива необходимых для описания трёхчастичной системы квантовых чисел, за исключением главного квантового числа — гипермомента  $K$ . Чисто гиперугловая функция выражается через полиномы Якоби  $\psi_L^{l_x l_y}$ .

В трёхкластерном приближении полный ядерный гамильтониан сводится к гамильтониану задачи трёх тел:

$$\hat{H}_3 = \hat{T}_3 + V_{12} + V_{23} + V_{31} + V_3(\rho),$$

где парные взаимодействия  $V_{ij}$  должны быть получены на основе экспериментальных данных о бинарных подсистемах или соответствующих систематик, а коллективное трёхкластерное взаимодействие  $V_3(\rho)$  вводится как феноменологическая поправка, обусловленная многочастичными эффектами, выходящими за рамки трёхкластерного приближения. Использование  $V_3(\rho)$  актуально для задач, в которых необходима тонкая подгонка энергий состояний (например, при вычислении ширин). Если для описания эксперимента требуется значительный вклад от  $V_3(\rho)$ , то это является индикатором того,

что трёхкластерное приближение плохо применимо в данном случае.

Различные физические задачи могут потребовать разных формулировок уравнения Шрёдингера (УШ):

$$(\hat{H}_3 - E_T) \Psi_{E_T} = 0, \quad (16)$$

$$(\hat{H}_3 - E_T) \Psi_{E_T}^\pm = 0, \quad (17)$$

$$\left( \hat{H}_3 - E_T + \frac{i\Gamma}{2} \right) \Psi_{E_T}^+ = 0, \quad (18)$$

$$(\hat{H}_3 - E_T) \Psi_{E_T}^+ = \Phi_{\mathbf{q}}. \quad (19)$$

Для решения задачи на связанные состояния используется однородное УШ (16). Асимптотическое поведение парциальных ВФ  $\chi_{K_\gamma}(\rho)$  при  $\rho \rightarrow \infty$  выражается функцией Бесселя  $K$ , экспоненциально убывающей в пределе больших радиусов,

$$\chi_{K_\gamma}(\rho) \sim \sqrt{\frac{2\kappa\rho}{\pi}} K_{K+2}(\kappa\rho) \sim \exp(-\kappa\rho). \quad (20)$$

Гиперимпульс  $\kappa = \sqrt{2M|E_T|}$  — это динамическая переменная, сопряжённая гиперрадиусу. "Масштабирующая" масса  $M$  берётся как средняя масса нуклона для исследуемой системы.

Стандартным подходом в случае непрерывного спектра является решение однородного УШ (17) для ВФ  $\Psi_{E_T}^\pm$  в  $S$ -матричном представлении. Уравнение (17) на асимптотике даёт для парциальных ВФ

$$\chi_{K_\gamma}^{K'\gamma'}(\rho) \sim \delta_{K_\gamma}^{K'\gamma'} \mathcal{H}_{K+3/2}^-(\kappa\rho) + S_{K_\gamma}^{K'\gamma'} \mathcal{H}_{K'+3/2}^+(\kappa\rho), \quad (21)$$

где  $\mathcal{H}^\pm$  — функции Риккати–Бесселя с асимптотиками сходящихся и расходящихся волн,

$$\mathcal{H}^\pm(\kappa\rho) \sim \exp(\pm i\kappa\rho).$$

Для задачи радиоактивного распада оказалось целесообразным решать однородное УШ с комплексной энергией (18). При этом решение ищется в виде ВФ  $\Psi_{E_T}^+$ , содержащей только расходящиеся волны:

$$\chi_{K_\gamma}^+(\rho) \sim \mathcal{H}_{K+3/2}^+(\kappa\rho) \sim \exp(i\kappa\rho). \quad (22)$$

Для малых ширин,  $\Gamma \ll E_T$ , уравнение (18) эффективно сводится к неоднородному УШ с действительной энергией [58].

Заселение трёхчастичного непрерывного спектра в ряде прямых реакций также может быть описано неоднородным УШ с действительной энергией (19). При этом зависимость от механизма реакции полностью содержится в "источнике"  $\Phi_{\mathbf{q}}$ , являющемся функцией одного параметра — вектора переданного импульса  $\mathbf{q}$ . В качестве иллюстрации приведём вид этого члена для одной из простейших реакционных моделей — приближения внезапного срыва. В этой модели спектр системы с массовым числом  $A$  заселяется, когда из ВФ начального состояния  $\Psi_{A+A_r}$  внезапно удаляют  $A_r$  нуклонов, и

$$\Phi_{\mathbf{q}} = \int d^3r_r \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_r) \langle \Psi_{A_1} \Psi_{A_2} \Psi_{A_3} | \Psi_{A+A_r} \rangle,$$

где  $\mathbf{r}_r$  — радиус-вектор удалённого кластера  $A_r$ , а выражение в угловых скобках представляет собой инте-

грал перекрытия ВФ начального состояния с ВФ кластеров в конечном состоянии. Такая модель качественно отвечает условиям протекания реакции срыва при высоких энергиях, когда время, за которое удаляется подсистема  $A_T$ , много меньше характерного времени движения нуклонов в ядре  $A$ .

Граничные условия (20)–(22) сформулированы для трёхчастичных систем без кулоновского взаимодействия (например, для заряженного кора и двух нейтронов). Рассмотрение трёхчастичного кулоновского взаимодействия в непрерывном спектре — это отдельная хорошо известная, но не решённая в общем виде задача (см. раздел 3.6).

Трёхчастичное УШ в гиперсферическом базисе редуцируется к системе дифференциальных уравнений для парциальных гиперрадиальных функций  $\chi_{K\gamma}$ . Например, для уравнения (19) получим

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{\mathcal{L}(\mathcal{L} + 1)}{\rho^2} + 2M[E - V_{K\gamma, K\gamma}(\rho)] \right\} \chi_{K\gamma}^+(\rho) = 2M \sum_{K'\gamma' \neq K\gamma} V_{K\gamma, K'\gamma'}(\rho) \chi_{K'\gamma'}^+(\rho) - 2M \Phi_{q, K\gamma}(\rho). \quad (23)$$

Эти уравнения могут быть интерпретированы как описывающие движение одной эффективной частицы массой  $M$  в сильно деформированном поле. "Трёхчастичные потенциалы" (матричные элементы парных потенциалов)  $V_{K\gamma, K'\gamma'}(\rho)$  и парциальные компоненты источников  $\Phi_{q, K\gamma}$  определяются как

$$V_{K\gamma, K'\gamma'}(\rho) = \int d\Omega_\rho \mathcal{J}_{K'\gamma'}^{JM_J^*}(\Omega_\rho) \sum_{i < j} V_{ij}(\mathbf{r}_{ij}) \mathcal{J}_{K\gamma}^{JM_J}(\Omega_\rho),$$

$$\Phi_{q, K\gamma}(\rho) = \int d\Omega_\rho \mathcal{J}_{K'\gamma'}^{JM_J^*}(\Omega_\rho) \Phi_q(\rho, \Omega_\rho).$$

Детали применения метода гиперсферических гармоник в приложении к различным задачам в области исследования РИ можно найти в работах [59–63].

### 3.2. Борромиевские ядра

Самым известным "научным брендом", связанным с физикой РИ, является ядерное гало. Как упоминалось в разделе 1.1, базовая идея однонуклонного гало очень проста: при энергии отделения нуклона, стремящейся к нулю, средний радиус его ВФ вследствие туннелирования в классически запрещённую область будет стремиться к весьма большой величине, в частности для  $s$ -волны — к бесконечности, так как

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Psi(r, \Omega) = \sum_{lm} \frac{\chi_l(r)}{r} Y_{lm}(\Omega), \quad (24)$$

$$\chi_{l=0}(r) \overset{r \rightarrow \infty}{\sim} \exp(-kr), \quad k = \sqrt{-2ME_T}.$$

В итоге это приводит к возрастанию среднеквадратичного радиуса ядра, возникновению аномально больших сечений ряда реакций, узким импульсным распределениям для продуктов срыва и другим неожиданным эффектам.

По иронии судьбы история вопроса начинается с открытия гало более сложной природы, чем однонуклонное. В 1985 г. И. Танихата [64] измерил так называемые сечения взаимодействия для изотопов лития. Для  ${}^9\text{Li}$

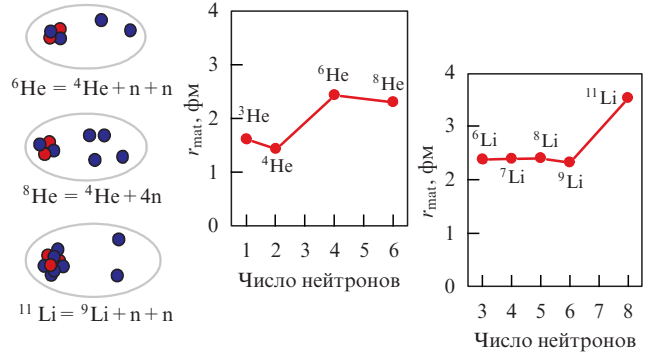


Рис. 9. Кластеризация и формирование гало в  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Li}$ . Резкое возрастание материальных среднеквадратичных радиусов ядер при переходе от "нормальных" ядер к ядрам с нуклонным гало.

полученный из них материальный среднеквадратичный радиус (СКР)  $r_{\text{mat}} = 2,43$  фм находится в прекрасном согласии со стандартной систематикой (1). В то же время СКР  ${}^{11}\text{Li}$ , равный 3,27 фм, резко отклоняется от предписываемого систематикой (рис. 9). В планетарной модели, где  ${}^{11}\text{Li}$  состоит из  ${}^9\text{Li}$  и парящих вокруг него валентных нуклонов,  ${}^{11}\text{Li} = {}^9\text{Li} + n + n$ , легко вычислить, что СКР валентных орбиталей составляет 5,7 фм. Если воспользоваться той же систематикой (1) в обратном направлении, то можно оценить, что такой средний размер нуклонных орбиталей характерен для ядер с атомным номером  $A \approx 110$ , т.е. на порядок более тяжёлых, чем  ${}^{11}\text{Li}$ .

Объяснение этого явления было дано в конце 1980-х годов в работах М.В. Жукова с коллегами (см. обзор [56]). Проблема заключается в том, что гало в  ${}^{11}\text{Li}$  не может быть объяснено в терминах возрастания радиуса однонуклонных орбиталей, как в уравнении (24), поскольку подсистема  ${}^{10}\text{Li}$  ядерно-нестабильна и она не может ассоциироваться ни с какой отрицательной однонуклонной энергией  $E_T$ . Качественный ответ на этот вопрос даёт физика нескольких тел в концепции так называемых *борромиевских систем*.

Кольца Борромео в математике являются примером "топологического зацепления": вся система неразрывна, но ни одна пара колец не связана, т.е. разрыв одного кольца ведёт к полному распаду системы. Название колец Борромео происходит от фамилии аристократической итальянской семьи Борромео, на гербе которой изображён этот символ. Изображение колец Борромео, распространённое в итальянской геральдике в целом (рис. 10а), служит символом силы в единстве.

В ядерной физике стали использовать термин "борромиевские ядра" для трёхчастичных систем, которые имеют аналогичное свойство связности: трёхчастичная

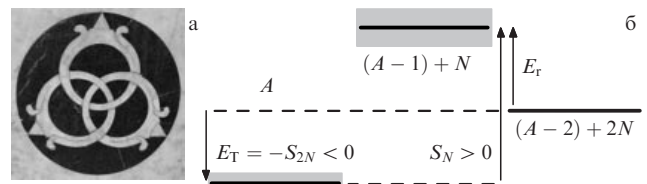


Рис. 10. (а) Борромиевские кольца на эмблеме, связанной с Лоренцо Медичи, в одной из флорентийских церквей. (б) Энергетическая схема, определяющая условия возникновения борромиевского ядра.

система связана, в то время как все двухчастичные подсистемы не связаны и при вырывании любого из трёх фрагментов остаток тоже распадается. Энергетическая схема, приводящая к появлению борромиевского ядра, показана на рис. 10б: эта система стабильна относительно распада с испусканием двух нуклонов (энергия отделения двух нуклонов положительна,  $S_{2N} > 0$ ), а подсистема  $A - 1$  нестабильна относительно испускания нуклона (её основное состояние является резонансом с энергией  $E_T$  над порогом).

В ядерной физике возникновение таких энергетических условий связано со взаимодействием спаривания и поэтому широко распространено на границе стабильности. Так, на нейтронной границе стабильности почти каждое второе ядро является борромиевским (см. рис. 1). С точки зрения теории, результатом реализации энергетических условий, показанных на рис. 10б, является развитие в системе коллективной динамики трёх тел, которая наглядно иллюстрируется на языке метода гиперсферических гармоник. ВФ борромиевских систем эффективно разлагаются по гиперсферическому базису и, что замечательно, тоже имеют экспоненциально убывающую асимптотику в пространстве гиперрадиуса:

$$\Psi(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) = \Psi(\rho, \Omega_\rho) = \sum_{K_\gamma} \frac{\chi_{K_\gamma}(\rho)}{\rho^{5/2}} \mathcal{J}_{K_\gamma}(\Omega_\rho), \quad (25)$$

$$\chi(\rho) \stackrel{\rho \rightarrow \infty}{\sim} \exp(-\kappa\rho), \quad \kappa = \sqrt{-2ME_T}.$$

Только эта асимптотика зависит не от однонуклонных степеней свободы, как в двухчастичном случае (24), а от коллективного радиуса (гиперрадиуса)  $\rho$  (см. уравнение (15)). Отметим также другую степенную зависимость от радиальной переменной:  $5/2$  вместо 1.

Плотность ВФ основного состояния ядра  ${}^6\text{He}$ , рассчитанная в трёхчастичной  $\alpha$ - $n$ - $n$ -модели, представлена на рис. 11. Обращает на себя внимание наличие двух ярко выраженных конфигураций: динейтронной (малые расстояния  $X$  между двумя нейтронами) и сигарообразной (малые по сравнению с  $X$  расстояния  $Y$  означают, что  $\alpha$ -кор находится примерно между двумя нейтронами). Существование подобных структур подтверждается экспериментально (см. раздел 5.1) и имеет

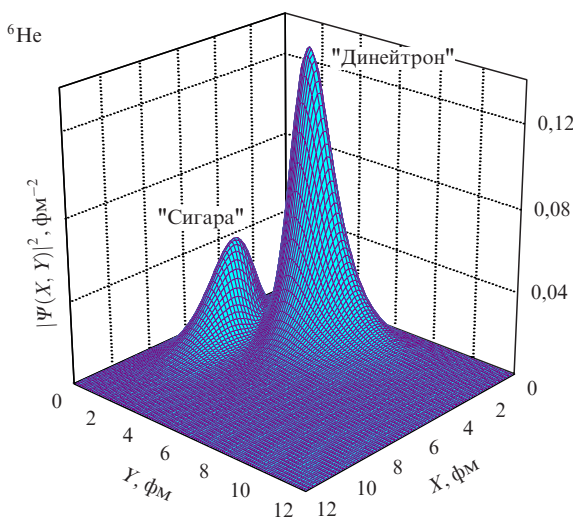


Рис. 11. Корреляционная плотность (квадрированная волновая функция)  ${}^6\text{He}$  в якобиевских координатах в "Т"-системе.

простое качественное теоретическое объяснение (так называемая паулиевская фокусировка [65, 66]).

Исследования ядерного гало на нейтронной границе стабильности имеют значительные перспективы: на сегодня граница нейтронной стабильности достигнута и относительно изучена только до изотопов кислорода, а далее находится терра инкогнита. Развитие гало сильно затруднено на протонной границе стабильности: кулоновский барьер препятствует эффективному проникновению ВФ протонов в классически запрещённую область. Тем не менее признано, что однопротонное гало развивается в ядре  ${}^8\text{B}$ , а двухпротонное — в ядре  ${}^{17}\text{Ne}$  благодаря весьма низким энергиям связи:  $E_b = 136$  кэВ и  $E_b = 944$  кэВ соответственно. Развитие протонного гало в более тяжёлых системах трудно ожидать, однако ещё одним возможным кандидатом на наличие двухпротонного гало является  ${}^{31}\text{Ag}$ , для которого эксперимент пока показывает энергию связи порядка нуля: в условиях таких кулоновских барьеров различие между проявлениями борромиевского гало и двухпротонной радиоактивности (см. раздел 3.4) начинает стираться.

### 3.3. Мягкая дипольная мода

Классический пример коллективной динамики в ядрах — это явление гигантского дипольного резонанса (ГДР). Это не единственный резонанс, а скорее огибающая набора резонансов, имеющих большие дипольные матричные элементы с основным состоянием ядра. Последнее означает активное заселение ГДР в реакциях электромагнитного возбуждения, где дипольная компонента обычно доминирует. ГДР локализован при энергии возбуждения  $\sim 25$  МэВ в лёгких ядрах и  $\sim 15$  МэВ в тяжёлых, и его свойства тесно связаны со свойствами ядерной материи (прежде всего, со сжимаемостью и зарядовой поляризуемостью), что определяет неослабевающий интерес к этой теме. Качественно существование ГДР как коллективной моды возбуждения ядра связывается с колебанием всех протонов ядра относительно всех нейтронов при воздействии на ядро импульса дипольного электромагнитного поля.

Как мы отмечали, ядра с гало, в отличие от "обычных" ядер, имеют не только характерный масштаб порядка ядерной длины, но и дополнительный характерный масштаб (гораздо больший), связанный с движением нуклонов гало. Очевидно, что это должно приводить к возникновению дополнительной низкоэнергетической компоненты (мягкой дипольной моды — МДМ) в дипольной силовой функции (рис. 12). Масштаб явления можно прояснить, сделав простую оценку дипольного матричного элемента  $M_{E1}(E)$  с использованием одночастичной  $s$ -волновой нуклонной ВФ  $\phi_{l=0}$  в простой аналитической форме (анзац Хюльстена) и  $p$ -волновой компоненты плоской волны (цилиндрическая функция Бесселя  $j_1$ ):

$$\phi_{l=0}(r) = N[\exp(-k_1 r) - \exp(-k_2 r)], \quad k_1 = \sqrt{2ME_b},$$

$$M_{E1}(E) = \int_0^\infty dr (pr) j_{l=1}(pr) r \phi_{l=0}(r), \quad p = \sqrt{2ME}, \quad (26)$$

$$\frac{dB_{E1}}{dE} \sim \frac{|M_{E1}(E)|^2}{\sqrt{E}}.$$

Оценки дипольной силовой функции  $dB_{E1}/dE$  приведены на рис. 13. Параметр  $k_2$  при этом произвольно фиксиро-



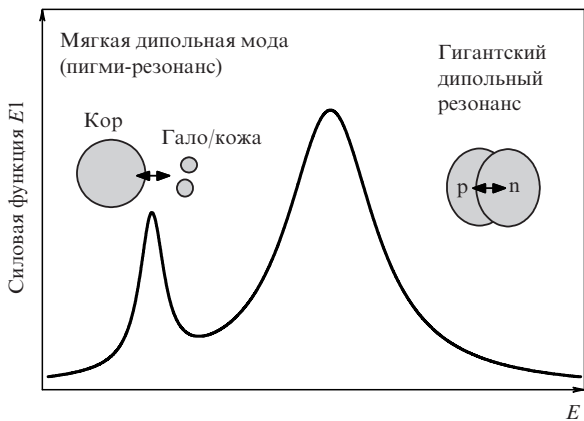


Рис. 12. Качественная иллюстрация происхождения ГДР и МДМ.

ван:  $k_2 = 1 \text{ фм}^{-1}$ . Мы видим, что для значительных энергий связи нуклона (5–10 МэВ), типичных для многих ядер, однонуклонная дипольная сила распределена в широком интервале энергий возбуждения (до 20–30 МэВ). Для слабосвязанного ядра,  $E_b \sim 1 \text{ МэВ}$ , эта сила сосредоточена при энергиях  $E \sim 0,5\text{--}1 \text{ МэВ}$ . Для очень слабосвязанного ядра,  $E_b \sim 0,1 \text{ МэВ}$ , т.е. для системы с исключительно развитым гало, дипольная сила полностью локализована вблизи порога  $E < 100 \text{ кэВ}$ . Эти простые соображения о возможности существования МДМ впервые были изложены в работе К. Икеды [67] в 1988 г. С тех пор МДМ и различные её разновидности активно изучаются (см., например, обзор [68], а также разделы 5.6, 5.7).

Два основных вывода здесь такие.

1. Наличие нуклонного гало почти наверняка проявится в существовании МДМ как особой формы механизма возбуждения ядра, связанной с наличием пространственно протяжённой ВФ.

2. Для того чтобы наблюдать в некой реакции мощный низкоэнергетический пик, необязательно иметь в системе резонансное состояние. Вводится понятие *моды возбуждения* как явления, связанного со структурой исходного состояния и с механизмом возбуждения и резко отличного от резонанса как проявления динамики

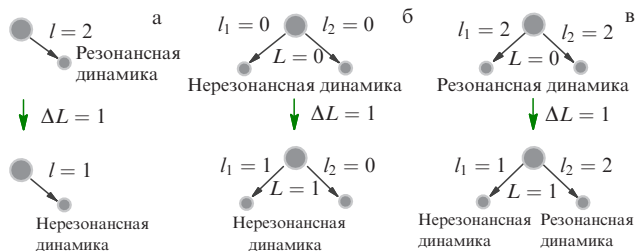


Рис. 14. Качественное отличие МДМ (а) в двухчастичной динамике (ядра с однонуклонным гало) и (б, в) в трёхчастичной динамике (системы с двухнуклонным гало) на примере s-d-оболочки.

только *конечного состояния*. Вопросы мод возбуждения и их связи с явлением гало рассмотрены в обзоре [57].

В значительной мере интерес к МДМ определяется тем, что матричные элементы электромагнитных дипольных переходов, ответственных за МДМ, при дезинтеграции ядер с гало определяют и вероятности обратных процессов, т.е. процессов радиационного захвата. Именно процессы нерезонансного радиационного захвата с изменением чётности оказываются доминирующими для многих реакций ключевой астрофизической значимости. Например, к ним относится классическая реакция  ${}^7\text{Ве} + p \rightarrow {}^8\text{В} + \gamma$ , важная для проблемы солнечных борных нейтрино. То есть, изучая реакции фотодиссоциации ядер с гало (реалистическим подходом является, конечно, диссоциация виртуальными фотонами в реакциях кулоновского возбуждения), можно пересчитывать полученные результаты на сечения астрофизических радиационных захватов для ядер-участников г- и гр-процессов (см., например, [69–74]).

Отметим, что МДМ для системы из трёх тел имеет важные особенности по сравнению с МДМ в двухчастичном случае (рис. 14). В двухчастичном случае базовую динамику процесса можно объяснить на основе элементарных оценок типа (26), используя в качестве удовлетворительного приближения плоскую волну вместо нерезонансной ВФ непрерывного спектра. В трёхчастичном случае дипольный оператор может перебросить в нерезонансное состояние только один нуклон. В результате зависимость трёхчастичной МДМ от конечного состоя-

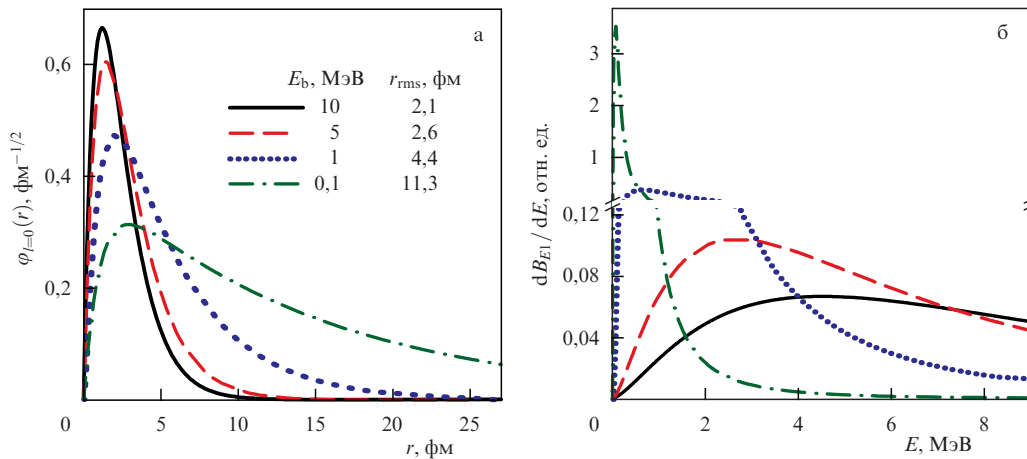


Рис. 13. (а) Однонуклонная ВФ типа Хюльтена для разных энергий связи,  $E_b$  — энергия связи,  $r_{\text{rms}}$  — среднеквадратичный радиус для данной ВФ. (б) Дипольные силовые функции, оценённые для перехода с волновых функций, показанных на рис. а, в плосковолновой непрерывный спектр.

ния будет характеризоваться нетривиальной смесью в нём резонансной и нерезонансной динамики. Достаточно простые приближения возможны и в этом случае [71], но в целом ситуация с МДМ в трёхчастичных системах остаётся малоизученной и относительно данного вопроса согласия нет. В частности, для неоднократно изучавшегося случая МДМ в  $^{11}\text{Li}$  существует необъяснённый разноречивый экспериментальных результатов (см. работу [75] и ссылки в ней). Результаты по изучению МДМ на установке АКУЛИНА представлены в разделах 5.6, 5.7.

### 3.4. Двухпротонная радиоактивность

Двухпротонная радиоактивность — самый "свежий" из известных видов радиоактивного распада — была обнаружена экспериментально в 2002 г. почти одновременно в GSI [22] и GANIL [23] в распаде ядра  $^{45}\text{Fe}$ . Этому открытию предшествовала интрига, затянувшаяся на несколько десятилетий.

Возможность существования 2р-радиоактивности была предсказана советскими теоретиками в начале 1960-х годов. Обычно ссылаются на работу В.И. Гольданского [76] (в которой также обсуждаются перспективы поиска протонной радиоактивности). Однако базовое утверждение о возможности существования 2р-радиоактивности можно найти в более ранней работе Я.Б. Зельдовича [77]. Основная идея состоит в том, что при определённых энергетических условиях обычный двухчастичный распад (испускание одного протона) становится невозможным и система может распадаться только в трёхчастичный канал, испуская одновременно два протона (рис. 15). Так же как и борромиевское гало, это явление связано со взаимодействием спаривания: легко увидеть, что энергетическая схема на рис. 15а может быть получена сдвигом всей схемы уровней на рис. 10 вверх относительно порога, что соответствует уменьшению связи, например, за счёт добавления кулоновского взаимодействия. Действительно, для легчайших ядер двухпротонному распадчику за протонной

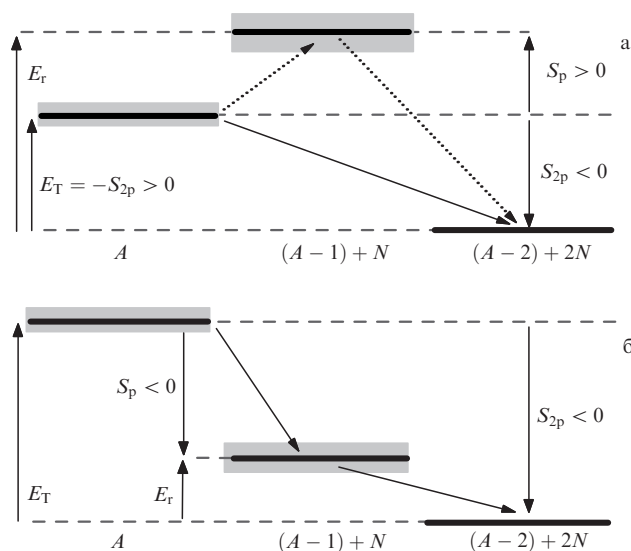


Рис. 15. (а) Энергетическая схема, определяющая условия возникновения истинно двухпротонного распада (двухпротонной радиоактивности). (б) Аналогичная схема для последовательного двухпротонного распада, динамика которого редуцируется к двухчастичной (к последовательности обычных протонных распадов).

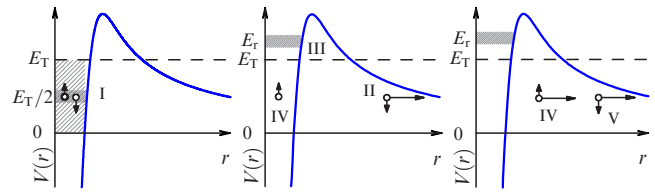


Рис. 16. Причины явления истинно трёхчастичного распада (двухпротонной радиоактивности).

границей стабильности может соответствовать ядро с двухнейтронным гало около нейтронной границы стабильности. Таковы пары изобарических партнёров  $^6\text{He} = \alpha + n + n$  и  $^6\text{Be} = \alpha + p + p$  или  $^{12}\text{Be} = ^{10}\text{Be} + n + n$  и  $^{12}\text{O} = ^{10}\text{C} + p + p$ .

Гольданский, чтобы подчеркнуть качественное отличие данного процесса от интуитивно понятного *последовательного* механизма испускания протонов, использовал термин *истинно двухпротонный распад*. Понятно, что возможность реализации такой динамики не исчерпывается испусканием двух протонов и для более широкого класса систем следует говорить об истинно трёхчастичном распаде. Качественно последовательность событий при истинно двухпротонном распаде поясняет рис. 16. На начальном этапе I оба нуклона находятся на общей размытой по энергии орбитали, где в среднем на нуклон приходится половина энергии распада  $E_T/2$ . Если один нуклон начинает туннелировать и уходит в подбарьерную область II, то орбиталь, на которой находились нуклоны, перестаёт существовать. Само её существование связано с явлением спаривания, которое исчезает, когда нуклоны расходятся в пространстве. Теперь ближайшая однонуклонная орбиталь III находится при энергии  $E_T > E_T$ . Причём "оставшийся" нуклон IV оказывается глубоко под барьером в нерезонансной конфигурации, а значит, должен её покинуть (V) за экспоненциально малое время.

Вероятность двухпротонного распада Гольданский предложил оценить в модели независимых частиц: протоны проходят через кулоновский барьер, не взаимодействуя друг с другом, но при этом делят между собой полную энергию распада:

$$\frac{d\Gamma_3(E_T)}{d\varepsilon} \sim \exp \left[ -\frac{2\pi(Z-2)\alpha\sqrt{M}}{\sqrt{E_T}} \left( \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} + \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon}} \right) \right],$$

$$\Gamma_3(E_T) = \int_0^1 d\varepsilon \frac{d\Gamma_3(E_T)}{d\varepsilon}. \quad (27)$$

Здесь параметр  $\varepsilon$  отвечает за распределение энергии между протонами:  $E(p_1) = \varepsilon E_T$  и  $E(p_2) = (1-\varepsilon) E_T$ . Для сравнения приведём стандартное выражение для оценки ширины обычного однопротонного распада  $\Gamma_2$  с энергией распада  $E_T$ :

$$\Gamma_2(E_T) \sim \exp \left[ -\frac{\pi(Z-1)\alpha\sqrt{M}}{\sqrt{E_T}} \right].$$

Для реального расчёта ширин приведённые выше экспоненциальные выражения должны быть домножены на размерные предэкспоненциальные коэффициенты порядка 1 МэВ по масштабу. Из уравнения (27) легко увидеть, что истинно двухпротонная ширина распада примерно соответствует систематике распада с испусканием частицы, имеющей двойной заряд (дипротон) и

половинную энергию распада  $E_T/2$ , т.е. энергетическая систематика ширины трёхчастичных распадов резко отличается от систематики двухчастичных.

После первоначального периода активной работы [78, 79] интерес к двухпротонной радиоактивности угас до тлеющего: не удалось получить удовлетворительных теоретических результатов, и экспериментальный поиск затянулся на несколько десятилетий. Протонная радиоактивность была открыта [21] в 1982 г., а все попытки поиска 2р-радиоактивности оканчивались провалом. Теоретический уровень обсуждения проблемы деградировал до использования тривиальной "дипротонной" модели [80], отчасти эта ситуация сохраняется и сейчас [81, 82].

Значительный прогресс в теоретическом объяснении 2р-радиоактивности был достигнут лишь в 2000 г.: в работе [58] перспективные двухпротонные распадчики  $^{19}\text{Mg}$  и  $^{45}\text{Fe}$  исследовались в трёхчастичной кор + p + p-модели. Прогресс в теории явился важным фактором в открытии 2р-радиоактивности. Эксперимент [23] был выполнен на год ранее, чем [22]. Однако авторы [23] ориентировались на время жизни  $^{45}\text{Fe}$ , предсказываемое в дипротонной модели [80] в *микросекундном* диапазоне. Предсказания [58] в трёхчастичной модели относят его к *миллисекундному* диапазону, что и было обнаружено экспериментально в работе [22]. Работа [23] была опубликована после того, как её данные были пересмотрены с учётом результатов [22]. Отметим, что подтверждение данных [22] в работе [23] отнюдь не было лишним: и та и другая работы основаны на предельно низкой статистике (единицы событий).

За прошедшее десятилетие в области изучения 2р-радиоактивности был достигнут огромный прогресс. Были открыты новые случаи 2р-радиоактивности:  $^{19}\text{Mg}$  [9],  $^{48}\text{Ni}$  [83],  $^{54}\text{Zn}$  [84]. Корреляции протонов из 2р-распадов были изучены для  $^{19}\text{Mg}$  [85],  $^{45}\text{Fe}$  [45] и  $^{54}\text{Zn}$  [86]. При этом для  $^{45}\text{Fe}$  в работе [45] получены корреляционные данные со степенью достоверности, достаточной для того, чтобы извлечь из них информацию о смеси конфигураций в  $^{45}\text{Fe}$  и особенностях трёхчастичного кулоновского взаимодействия. Теоретические аспекты 2р-радиоактивности активно изучались нами в рамках трёхчастичной модели [61, 87–91]. Основным результатом этих работ явились построение систематик времён жизни 2р-распадчиков и определение перспективных кандидатов для экспериментального поиска. Впервые были теоретически рассчитаны 2р-корреляции. Качество этих расчётов постепенно улучшалось, и последующее развитие эксперимента блестяще подтвердило сделанные предсказания. Был решён ряд принципиальных проблем, таких как использование приближённых полуаналитических подходов [90, 91], проведение точных расчётов корреляций с учётом эффектов дальнего действия трёхчастичного кулоновского взаимодействия [92, 93], учёт многочастичных эффектов ядерной структуры в трёхчастичных распадах [94]. Результаты, полученные в этой области, как экспериментальные, так и теоретические, детально рассматриваются в недавних обзорах [4, 25].

Важной технической задачей при теоретическом изучении 2р-радиоактивности является кулоновское взаимодействие в системе трёх тел. Кулоновская задача трёх тел в непрерывном спектре является известной и не решённой в общем виде проблемой теоретической и математической физики. Полученные результаты позво-

ляют утверждать, что "подмножество" данной проблемы, относящееся к ядерным системам (три одноимённо заряженных тела), с практической точки зрения решено (см. раздел 3.6).

При обсуждении двухпротонной радиоактивности подразумевается истинно двухпротонный распад основных состояний. Однако для приложений в ядерной астрофизике специальный интерес представляет изучение истинно двухпротонных распадов возбуждённых состояний [4, 71, 95]. Такие распады являются процессами, обратными процессам радиационного захвата двух протонов. Радиационный захват двух протонов может быть важным процессом в ряде ситуаций, например в случае необходимости обхода так называемых точек ожидания гр-процесса нуклеосинтеза [96]. В работах по термоядерному синтезу в астрофизике [97, 98] для описания двухпротонных захватов используются квазиклассические подходы, ставшие с тех пор стандартными. Однако такие подходы могут давать сбой, если процесс захвата является истинно трёхчастичным. В этом случае требуется детальное рассмотрение с использованием методов теории нескольких тел [91, 95]. Экспериментальный поиск двухпротонного распада первого возбуждённого состояния  $^{17}\text{Ne}$  для приложений в ядерной астрофизике рассматривается в разделе 5.9.

Процесс испускания двух протонов изучен детально для демократических распадов — класса явлений, близкородственных двухпротонной радиоактивности. Этим исследованиям посвящены раздел 3.5 и отчасти разделы 3.6, 3.7.

### 3.5. Демократические распады

В отличие от идеи двухпротонной радиоактивности, которая в течение нескольких десятилетий существовала в чисто теоретическом виде, прежде чем было получено её экспериментальное подтверждение, концепция *демократического распада* появилась в результате экспериментальных работ. При изучении 2р-корреляций в распаде  $^{6}\text{Be}$  экспериментаторы обнаружили, что полученные энергетические корреляции не удаётся описать простыми комбинациями бинарных амплитуд [99, 100]. Так как частицы оказались довольно равномерно распределёнными в кинематическом пространстве, такой распад назвали *демократическим распадом*, имея в виду "равноправие" между разными областями кинематического пространства [100]. Эта черта хорошо иллюстрируется рис. 8, на котором сравниваются теоретические картины трёхчастичных корреляций для демократического распада  $^{6}\text{Be}$  и двухпротонной радиоактивности в  $^{45}\text{Fe}$ . В  $^{6}\text{Be}$  заполнение плоскости  $\{\varepsilon, \cos \theta_k\}$  довольно равномерное, а в  $^{45}\text{Fe}$  значительные области кинематического пространства оказываются "выметены" кулоновским взаимодействием и так называемой паулиевской фокусировкой [65, 66].

Энергетические схемы для демократического распада приведены на рис. 17. Они практически совпадают со схемами рис. 15, за исключением того, что ширины основного состояния подсистемы  $A - 1$  велики и значительная "часть" двухчастичного резонанса всегда находится в "энергетическом окне" 2р-распада. Формально схема на рис. 17а по энергии отделения протона  $S_p > 0$  является схемой истинно двухпротонного распада, а схема на рис. 17б с  $S_p < 0$  формально допускает последовательный распад. Однако оказывается, что оба случая

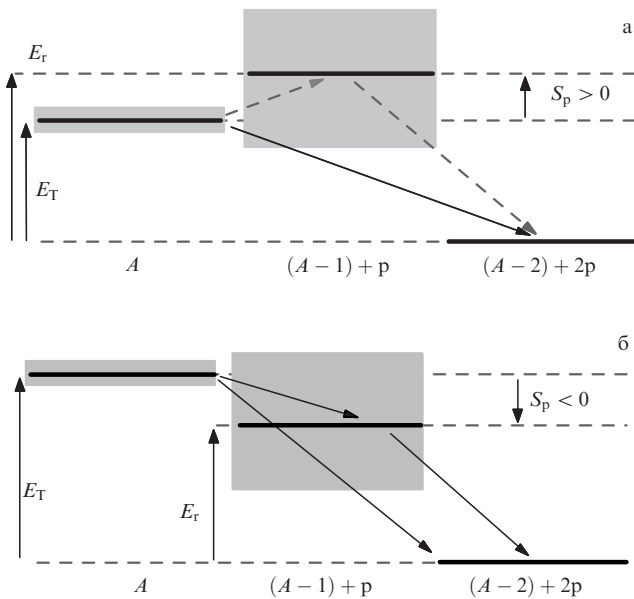


Рис. 17. Энергетические схемы, определяющие условия возникновения демократического распада.

эффективно описываются в терминах динамики нескольких тел как истинно двухпротонный процесс. С теоретической точки зрения существуют также достаточно значимые качественные различия между демократическим распадом и 2р-радиоактивным распадом (см. обсуждение в обзоре [25]), в том числе качественные различия в энергетических систематиках времён жизни и в поведении корреляций при режимах, переходных к последовательному распаду.

Термин *демократический распад* прижился для достаточно широкого класса распадов и сегодня является стандартным. К демократическим распадам относятся 2р-распады основных состояний легчайших протонно-избыточных систем, таких как  ${}^6\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{O}$ ,  ${}^{16}\text{Ne}$ , и, возможно, пока не исследованные 2р-распады ещё более удалённых от границы стабильности ядер, таких как  ${}^{11}\text{O}$

и  ${}^{15}\text{Ne}$ . Кроме того, к демократическим распадам принадлежат уже изученные двухнейтронные распады основных состояний систем за границей нейтронной стабильности:  ${}^5\text{H}$ ,  ${}^{10}\text{He}$  и  ${}^{13}\text{Li}$ .

Так как демократические 2р-распадчики относятся к лёгким системам, они гораздо доступнее для исследования, чем ядра, испытывающие радиоактивные 2р-распады. В последние пять лет в этой области был достигнут большой прогресс. Ядра  ${}^6\text{Be}$  [46, 47, 63, 101],  ${}^{12}\text{O}$  [102],  ${}^{16}\text{Ne}$  [93, 103, 104] были изучены в прецизионных экспериментах со статистикой, иногда превышающей  $10^6$  событий на резонанс. С теоретической точки зрения, наличие данных высокого качества позволило, с одной стороны, тщательно протестировать методику расчётов, а с другой — доказательно разобраться в динамике некоторых проблемных явлений. Например, в работах [47, 104] показано, что для демократических распадчиков даже при значительном возрастании энергии распада  $E_T$  не происходит ожидаемого перехода к чисто последовательному механизму распада, а сохраняется сложная трёхчастичная динамика испускания частиц. Качество современных экспериментальных данных и качество их описания в трёхчастичной модели иллюстрируются рис. 18. Эксперимент, изучающий распад  ${}^6\text{Be}$  (правда, нацеленный в основном на вопросы мягкой дипольной моды), рассматривается в разделе 5.7.

Следует отметить следующую особенность демократических распадчиков. Даже их основные состояния являются достаточно широкими, и для нейтронных распадов их ширины, естественно, больше, чем для протонных. Так, для  ${}^6\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{O}$  ширины  $\Gamma \sim 100$  кэВ, а для  ${}^5\text{H}$  и  ${}^{10}\text{He}$  —  $\Gamma \sim 1$  МэВ. Легко показать, что именно при ширинах порядка 1 МэВ лежит граница между ядерной структурой и динамикой непрерывного спектра. Оценим классическое время пролёта условного нуклона массой  $M$  через внутриядерную область:

$$t = r_{\text{nuc}} \sqrt{\frac{M}{2T_{\text{nuc}}}},$$

где  $T_{\text{nuc}}$  — средняя кинетическая энергия внутри ядра. Для  $T_{\text{nuc}} \sim 50-100$  МэВ и  $r_{\text{nuc}} \sim 3-6$  фм мы найдём, что

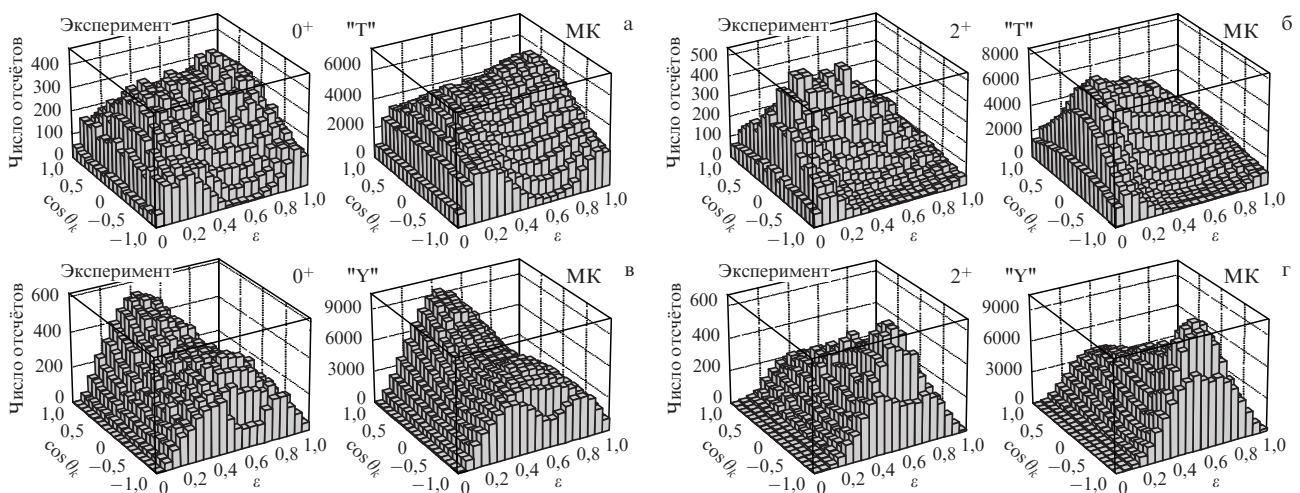


Рис. 18. Полные (энергетически-угловые) "внутренние" трёхчастичные корреляции для демократических 2р-распадов основного  $0^+$  (а, в) и первого возбуждённого  $2^+$  (б, г) состояний  ${}^6\text{Be}$  в "Т"- и "У"-якобиевских системах. Приведены экспериментальные данные (в левой части рис. а–г) из работы [47] и результаты трёхчастичных расчётов, пропущенные через МК-фильтр (в правой части рис. а–г).

за время, отвечающее ширине 1–2 МэВ, нуклон испытает всего 3–10 отражений от барьера. Такого количества отражений недостаточно, чтобы полностью сформировать внутреннюю структуру и, таким образом, полностью "стереть память" о том, как система формировалась. В этих условиях наблюдаемый спектр системы начинает зависеть от условий заселения и механизма реакции. Практическая значимость тщательного рассмотрения зависимости от механизма реакции была продемонстрирована для  $^5\text{H}$  [105–107],  $^{10}\text{He}$  [108],  $^6\text{Be}$  [109] и  $^{26}\text{O}$  [110]. Экспериментальные результаты по  $^{10}\text{He}$  обсуждаются также в разделе 5.5.

**3.6. Кулоновская задача трёх тел для 2p-распадов**

Кулоновская задача трёх тел в непрерывном спектре — одна из старых и в общем случае не решённых проблем теоретической и математической физики. С формальной точки зрения, это выражается в том, что в координатном представлении не найдено математически строгого аналитического представления для граничных условий на бесконечности, а в импульсном представлении трёхчастичное ядро уравнений Фаддеева содержит расходимость.

Например, для уравнений метода гиперсферических гармоник это выражается в том, что трёхчастичные потенциалы, входящие в уравнения (23), имеют в пространстве гиперрадиуса при  $\rho \rightarrow \infty$  "кулоновскую" асимптотику:

$$V_{K\gamma, K'\gamma'}(\rho) \sim \frac{\kappa\eta_{K\gamma, K'\gamma'}}{M\rho} \tag{28}$$

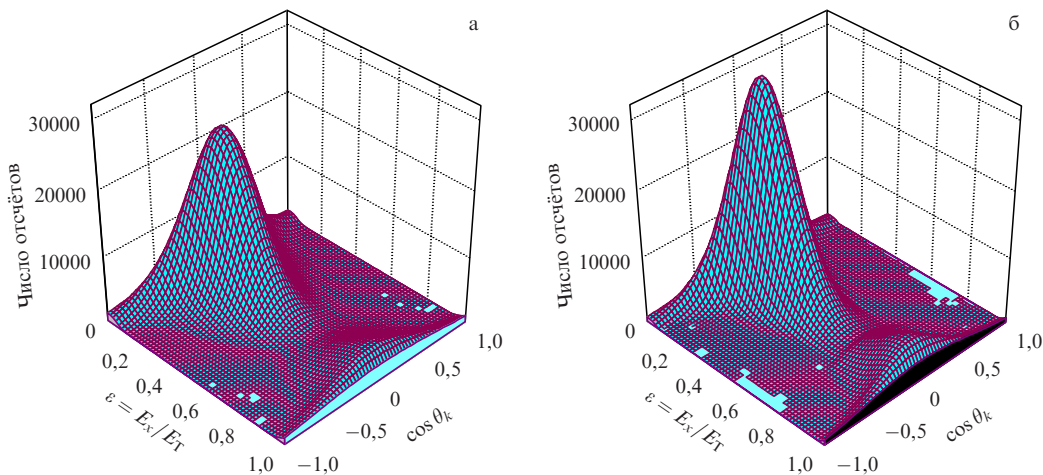
Причём параметр Зоммерфельда, в отличие от такового в двухчастичном случае, является матрицей и эта матрица существенно недиагональна. Таким образом, каналы  $\{K, \gamma\}$  для кулоновской задачи трёх тел асимптотически не расцепляются и определить для них аналитически строгие граничные условия не удастся (для сравнения см. соотношения (20)–(22) для случая отсутствия кулоновского взаимодействия). В дискретном спектре (экспоненциально затухающая асимптотика) это затруднение можно преодолеть, увеличивая радиус численного решения уравнений. В непрерывном спектре

проблема граничных условий становится принципиальной.

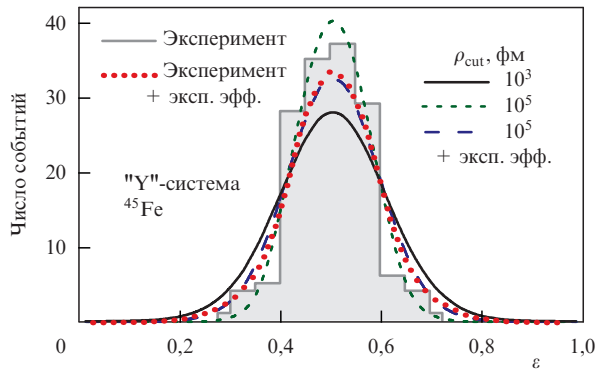
В последние годы значительные практические успехи в решении указанной проблемы были связаны с комбинированием аналитических и численных методов [111–116]. В наших работах [25, 58, 61] использовался подход, основанный на решении чисто "распадной" задачи (22) с приближёнными граничными условиями кулоновской задачи трёх тел. Исползованное приближение основано на диагонализации кулоновских потенциалов (28) на гиперсфере большого радиуса (например,  $\rho \sim 300\text{--}3000$  фм) — процедуре, ранее предложенной С.П. Меркурьевым, но не реализованной.

Использование этой процедуры эквивалентно обрезанию кулоновского взаимодействия на соответствующем радиусе. Это даёт весьма реалистические результаты первого приближения. Однако резкое улучшение качества экспериментальных данных в последние годы потребовало усовершенствования расчётных методов. Удовлетворительное практическое решение было найдено посредством комбинации классического и квантово-механического подходов [92]. Уравнения (23) решаются относительно  $\rho$  вплоть до максимальных практически реализуемых в численной схеме радиусов  $\rho_{\text{cut}}$ . На поверхности гиперсферы большого радиуса  $\rho_{\text{cut}}$  плотность вероятности превращается в большое количество событий (см. обсуждение применения методов Монте-Карло в разделе 2.3 для сравнения теоретических и экспериментальных результатов). Для индивидуального события классическая кулоновская задача разлёта трёх тел решается относительно радиусов  $\rho_{\text{max}} \gg \rho_{\text{cut}}$ , достаточных для стабилизации импульсов фрагментов с любой заданной точностью. По результатам процедуры для большого числа событий восстанавливаются импульсные распределения.

Если мы посмотрим на результаты такой "классической экстраполяции" для особенно интересного случая радиоактивного распада  $^{45}\text{Fe}$  (рис. 19), то легко увидим их отличия от результатов чисто квантово-механического расчёта. Количественное сравнение с экспериментальными результатами здесь невозможно из-за их ограниченности: ядра типа  $^{45}\text{Fe}$  заселяются с сечениями,

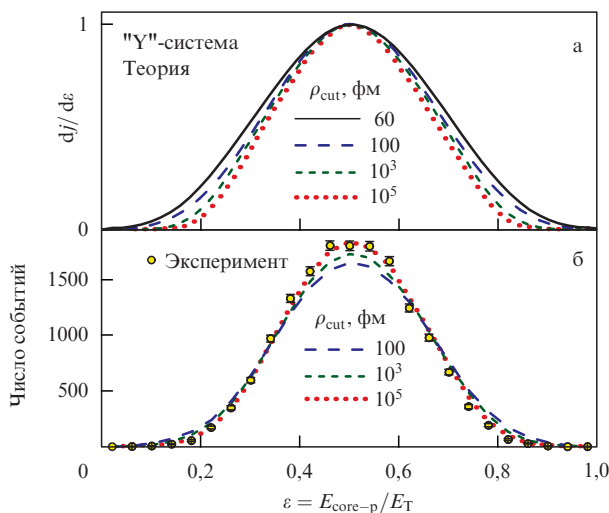


**Рис. 19.** Эффект классической экстраполяции на энергетически-угловые корреляции для 2p-распада основного состояния  $^{45}\text{Fe}$ . (а) Распределение, полученное квантово-механическим расчётом с обрезанием кулоновского взаимодействия на расстоянии  $10^3$  фм. (б) Результат классической экстраполяции распределения, представленного на рис. а, до расстояний в  $10^5$  фм.



**Рис. 20.** (В цвете онлайн.) Энергетическое распределение для основного состояния  $^{45}\text{Fe}$  в якобиевской "Y"-системе (канал кор-протон). Распределения, полученные обрезанием кулоновского взаимодействия на  $\rho_{\text{cut}} = 10^3$  фм, сравниваются с результатом классической экстраполяции на  $\rho_{\text{cut}} = 10^5$  фм и экспериментальными данными. Результаты с пометкой "эксп. эфф." (экспериментальные эффекты) учитывают свойства экспериментальной установки.

исчисляемыми в пикобарнах, и это по-настоящему предельные эксперименты сегодня и в обозримом будущем. Однако в работе [46] удалось показать, что при описании экспериментальных данных в  $^{45}\text{Fe}$  необходим учёт эффектов, связанных с кулоновским взаимодействием на больших радиусах (рис. 20). Значительное достижение последнего времени в этой области связано с высокоточными измерениями корреляций для 2p-распада основного состояния ядра  $^{16}\text{Ne}$  [93]. Это ядро является довольно лёгким и относится к демократическим 2p-распадчикам (см. раздел 3.5). Кулоновские эффекты в таком ядре относительно малы по сравнению с таковыми в  $^{45}\text{Fe}$ , однако высокое разрешение эксперимента и полученная огромная статистика позволяют установить согласие с теоретическими предсказаниями с высокой достоверностью (рис. 21). По результатам



**Рис. 21.** (В цвете онлайн.) Энергетическое распределение для основного состояния  $^{16}\text{Ne}$  в якобиевской "Y"-системе (канал кор-протон). (а) Теоретические распределения, полученные обрезанием кулоновского взаимодействия на разных  $\rho_{\text{cut}}$ , указанных на рисунке. (б) Распределения, представленные на рис. а, модифицированы посредством МК-симуляций, учитывающих свойства экспериментальной установки. Проведено сравнение этих распределений с экспериментальными данными (кружки с отрезками ошибок).

работы [93] мы можем считать, что проблема кулоновского взаимодействия трёх тел в непрерывном спектре для ядерных систем (все кулоновские взаимодействия — отталкивающие) с практической точки зрения решена.

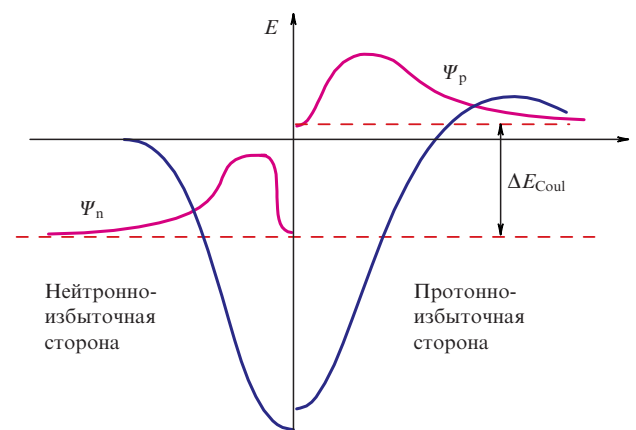
Следует отметить интересную иерархию, возникающую при решении задачи двухпротонной радиоактивности. Для того чтобы численно определить энергию системы с высокой точностью, уравнения (23) нужно решать в области радиусов вплоть до  $\rho \sim 20\text{--}30$  фм. Чтобы стабилизировать расчёты ширины, потребуется численное решение уравнений при расстояниях, значительно больших, чем радиус выхода из-под кулоновского барьера. Например, для  $^{45}\text{Fe}$  с энергией распада  $\sim 1$  МэВ это будет  $\rho \sim 200\text{--}300$  фм. Для приблизительного расчёта корреляций потребуется уже  $\rho \sim 1000\text{--}2000$  фм. И наконец, полная сходимость импульсных распределений ожидается при  $\rho \sim 10^4\text{--}10^5$  фм.

Таким образом, рассмотрение различных аспектов двухпротонного распада требует от нас выхода за ядерные масштабы и плавно подводит нас к масштабам атомным: на расстояниях порядка  $\sim 10^5$  фм уже необходим учёт экранирования кулоновского взаимодействия атомными электронами [92].

### 3.7. Трёхчастичный механизм томас-эрмановского сдвига

Понятие изобарической симметрии (т.е. эквивалентности нейтронов и протонов с точки зрения сильного взаимодействия) является одной из фундаментальных основ ядерной физики. На уровне ядерной структуры изобарическая симметрия проявляется в том, что ядра  $^AZ$  на протонной и  $^AN = ^A(A-Z)$  на нейтронной сторонах изобары эквивалентны с точностью до малых поправок, связанных с кулоновским взаимодействием. Однако с продвижением к границам стабильности от линии  $N = Z$  малые поправки имеют тенденцию увеличиваться до принципиально значимых и возрастает важность выяснения механизмов нарушения изобарической симметрии.

Томас-эрмановский сдвиг (ТЭС) (Thomas–Ehrmann Shift, TES) является хорошо известным механизмом нарушения изобарической симметрии. Его идея была сформулирована в начале 1950-х годов для объяснения относительных сдвигов одночастичных уровней с различной чётностью в ядрах s-d-оболочки с  $A \sim 20$ . В ори-



**Рис. 22.** Иллюстрация механизма томас-эрмановского сдвига для одночастичных ВФ.

гинальных работах [117, 118] ТЭС трактуется как геометрический эффект (рис. 22): кулоновское взаимодействие "выталкивает" ВФ нуклона на протонной стороне изобары из потенциального колодца, вследствие чего изменяются радиальные свойства ВФ. Более протяжённая по радиусу ВФ обладает меньшей кулоновской энергией. В результате реальный кулоновский сдвиг  $\Delta E_{\text{Coul}}$  оказывается меньше, чем пертурбативный кулоновский сдвиг  $\Delta E_{\text{Coul}}^{\text{pert}}$ , рассчитанный по ВФ нейтронной стороны изобары. ТЭС, таким образом, определяется как

$$\Delta E_{\text{TES}} = \Delta E_{\text{Coul}} - \Delta E_{\text{Coul}}^{\text{pert}}, \quad E_{\text{Coul}}^{\text{pert}} = \langle \Psi_n | V_{\text{Coul}} | \Psi_n \rangle. \quad (29)$$

ТЭС был бы равен нулю в случае точного выполнения изобарической симметрии.

В работе [119] проведён феноменологический анализ с использованием зарядово-симметричных массовых формул. На большом экспериментальном материале показано, что ТЭС не ограничивается нечётными ядрами и резко возрастает при выходе за границу стабильности.

Существование специфического трёхчастичного механизма ТЭС, значительно усиливающего стандартный "геометрический" механизм для чётных ядер, было предсказано в трёхчастичной модели в работе [120] на примере ядер  $^{12}\text{O}$  и  $^{16}\text{Ne}$  — двухпротонных распадчиков.

Рассмотрим ВФ зеркальных чётных ядер  $s$ - $d$ -оболочки в схематической спектроскопической записи, учитывающей только два валентных нуклона,

$$\begin{aligned} \Psi(^A N) &= \alpha [s^2]_0 + \beta [d^2]_0, \\ \Psi(^A Z) &= \tilde{\alpha} [s^2]_0 + \tilde{\beta} [d^2]_0, \end{aligned} \quad (30)$$

сложенных в полный спин системы  $J^\pi = 0^+$ . Если  $s$ - и  $d$ -волновые орбитали близки к вырождению (что достаточно характерно для  $s$ - $d$ -оболочки), то для нейтронной стороны изобары  $\Psi(^A N)$  амплитуды конфигураций  $[s^2]_0$  и  $[d^2]_0$  могут быть сопоставимы,  $\alpha \sim \beta$ . Конфигурации  $[s^2]_0$  и  $[d^2]_0$  в этом случае близки к вырождению и находятся в тонком равновесии. Добавление кулоновского взаимодействия может нарушить это равновесие, так как  $[d^2]_0$ -конфигурация обладает большей кулоновской энергией, чем  $[s^2]_0$ :  $\tilde{\alpha} > \alpha$  и  $\tilde{\beta} < \beta$ . Рисунок 23 иллюстрирует этот процесс в теоретическом расчёте, где кулоновское взаимодействие с валентными нуклонами плавно варьируется от нуля до правильного

значения в зеркальном изобарическом партнёре для пар  $^{12}\text{Be}$ - $^{12}\text{O}$  и  $^{16}\text{C}$ - $^{16}\text{Ne}$ . Предсказанный масштаб нарушения изобарической симметрии — несколько десятков процентов на уровне весов основных конфигураций валентных нуклонов.

Результаты работы [120] длительное время оставались проблемными, так как предсказывали другие характеристики, а именно ширины основных состояний  $^{12}\text{O}$  и  $^{16}\text{Ne}$ , много меньшие, чем доступные на тот момент экспериментальные величины. Эта проблема была решена в недавних экспериментах нового поколения, показавших согласие с теорией для  $^{12}\text{O}$  [102] и отсутствие противоречия для  $^{16}\text{Ne}$  [93]. Новые высокоточные данные по энергиям  $0^+$ - и  $2^+$ -состояний  $^{16}\text{Ne}$  позволили протестировать теоретические расчёты на новом уровне точности [121]: существование трёхчастичного механизма ТЭС можно считать подтверждённым для  $0^+$ - и  $2^+$ -состояний двухпротонных распадчиков.

### 3.8. Долгоживущие $2n/4n$ -распадчики

Может возникнуть естественный вопрос: если существует протонная/двухпротонная радиоактивность, то не может ли существовать нейтронная/двухнейтронная радиоактивность? Необходимо уточнить, что исключительно узкие нейтронные резонансы с ширинами, сопоставимыми с электромагнитными ( $\Gamma \sim 10^{-9}$  МэВ), наблюдаются в спектрах возбуждения тяжёлых ядер. Такие резонансы имеют достаточно большие энергии распада, и их малые ширины связаны только с их одночастичной природой (низкое сродство внутренней структуры ядра одночастичной ВФ непрерывного спектра). Однако мы говорим о радиоактивных распадах *основных состояний* почти одночастичной природы. В случае нейтронной радиоактивности ответ очень прост, так как требует самых элементарных оценок проницаемости барьеров (рис. 24). Для испускания  $s$ -волнового нейтрона понятие ширины (или времени жизни) вообще неприменимо, поскольку центробежного барьера при этом не существует, а возникающая пороговая особенность трактуется как *виртуальное состояние*. Пороговым для понятия радиоактивности является время порядка 1 пс — меньшие времена относятся к резонансным явлениям. Для того чтобы попасть в диапазон радиоактивности, распады  $p$ - и  $d$ -волновых

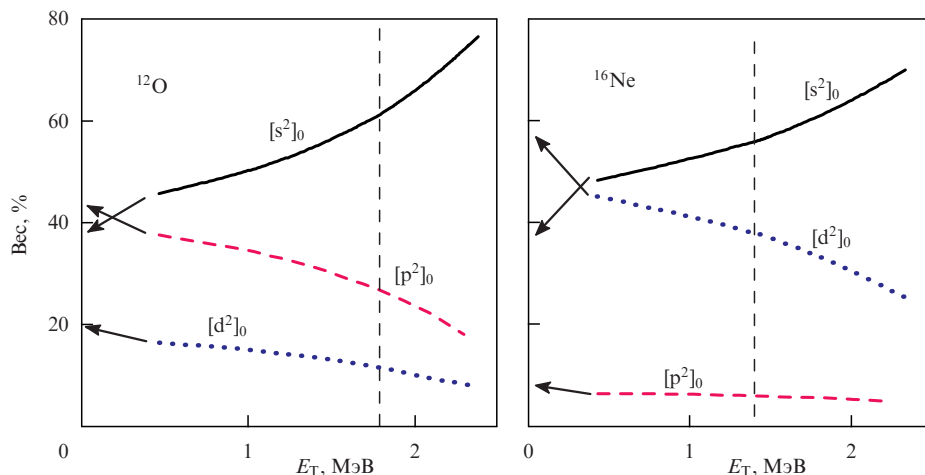
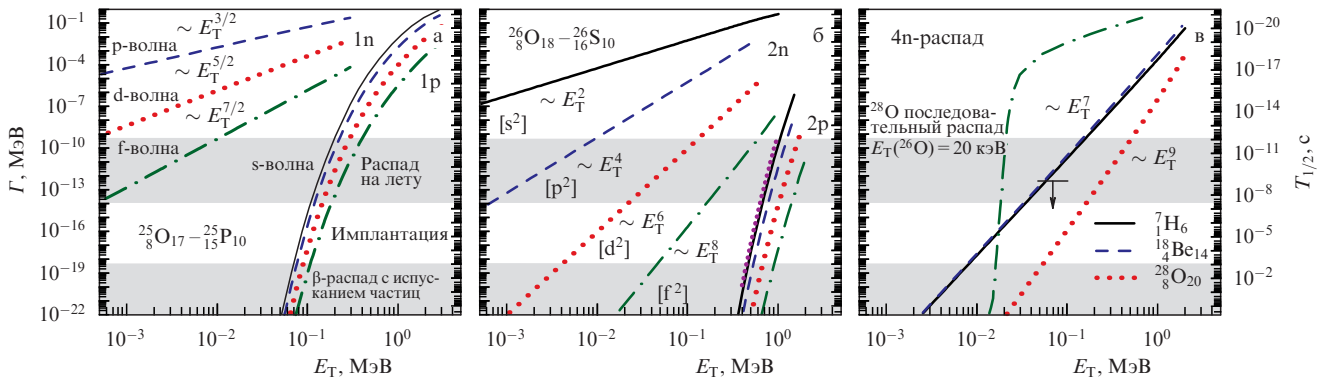


Рис. 23. Изменение весов компонент ВФ  $^{12}\text{O}$  и  $^{16}\text{Ne}$  в результате трёхчастичного механизма ТЭС. Вертикальные штриховые прямые отвечают экспериментальным энергиям распада  $^{12}\text{O}$  и  $^{16}\text{Ne}$ . Стрелками указаны величины весов в зеркальных изобарических партнёрах  $^{12}\text{Be}$  и  $^{16}\text{C}$ .



**Рис. 24.** Оценки времён жизни для распадов с одновременным испусканием одного (а), двух (б) и четырёх (в) нейтронов. Стрелка на рис. в показывает предел времени жизни  ${}^7\text{H}$ , полученный в работе [122] (см. раздел 5.8).

состояний должны идти с энергией, гораздо меньшей 1 кэВ. И только для f-волны мы попадаем в диапазон радиоактивности при  $E_T < 10$  кэВ. Достижение границы нейтронной стабильности в области f-оболочки ( $N > 28$ ) пока остаётся делом отдалённого будущего.

При исследовании двухпротонной радиоактивности одним из качественных моментов является более длительное характерное время жизни по сравнению с таковым для обычных двухчастичных распадов. Одна из причин этого — особенность механизма одновременного испускания частиц, связанная с динамикой нескольких тел. Эту особенность можно проиллюстрировать, используя аппарат метода гиперсферических гармоник (МГГ), обобщённый для случая  $A$  тел. В этом случае ВФ МГГ и кинетическая энергия имеют следующий вид:

$$\Psi = \sum_{K_\gamma} \frac{\chi_{K_\gamma}(\rho)}{\rho^{(3A-4)/2}} \mathcal{J}_{K_\gamma}(\Omega),$$

$$2M\hat{T}\chi_{K_\gamma}^{(+)}(\rho) = \left[ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{\mathcal{L}(\mathcal{L}+1)}{\rho^2} \right] \chi_{K_\gamma}^{(+)}(\rho), \quad (31)$$

$$\mathcal{L} = K + \frac{3A-6}{2}.$$

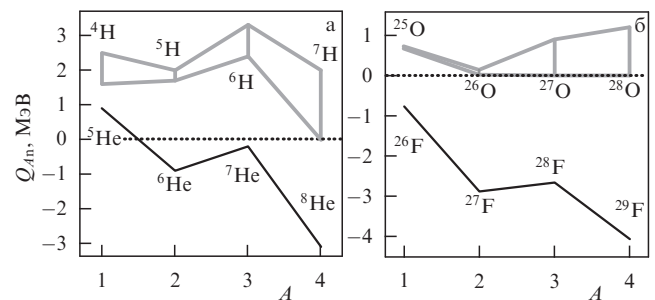
Очевидно, что частным случаем обобщённых выражений (31) является обычная задача двух тел,  $A = 2$ . При этом гипергармоника становится обычной сферической функцией,  $\mathcal{J}_{K_\gamma} \rightarrow Y_{lm}$ , обобщённый орбитальный момент  $\mathcal{L} = K$ , а гипермомент  $K \rightarrow l$ . Выражения (31) позволяют оценить минимальный центробежный барьер, который будет существовать в данной квантово-механической системе (см. табл. 1). Так, для испускания одного нейтрона минимальным является нулевой барьер в s-волне. Для испускания двух нейтронов ( $A = 3$ ) минимальный барьер будет ненулевым даже при минимальном значении главного квантового числа  $K = 0$ . Однако для испускания четырёх нейтронов ( $A = 5$ ) потребуется ещё и минимальное значение главного квантового числа  $K = 2$ , чтобы удовлетворить принципу Паули в случае

**Таблица 1.** Центробежные барьеры МГГ для одновременного испускания 1, 2 и 4 нейтронов

$A$	Минимальный $K$	Барьер	Минимальный барьер
2	$l = 0$	$l(l+1)/r^2$	0
3	$K = 0$	$(K+3/2)(K+5/2)/\rho^2$	$15/(4\rho^2)$
5	$K = 2$	$(K+9/2)(K+11/2)/\rho^2$	$195/(4\rho^2)$

четырёх одинаковых частиц (при  $K = 0$  это сделать не удаётся). Таким образом, для специфических процессов, в которых последовательные распады запрещены и частицы должны быть испущены одновременно, происходит весьма быстрое возрастание эффективного центробежного барьера (31) с увеличением числа частиц. Оценки ширин для 2n- и 4n-распадов, выполненные в работе [24], показывают, что появление долгоживущих истинно 2n- и 4n-распадчиков возможно во вполне реалистичных диапазонах энергий распада.

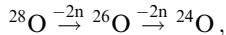
Перспектива обнаружения новых видов радиоактивности вызывает определённый интерес, остужаемый, впрочем, сложностью проблемы. Ближайшие кандидаты — это  ${}^7\text{H}$  (4n),  ${}^{16}\text{Be}$  (2n),  ${}^{26}\text{O}$  (2n) и  ${}^{28}\text{O}$  (4n). Так, систематики энергий распада  ${}^7\text{H}$ ,  ${}^{26}\text{O}$ ,  ${}^{28}\text{O}$  и их подсистем приведены на рис. 25. Видно, что схемы распада этих систем вполне могут соответствовать условиям истинно 2n-распадов и истинно 4n-распадов. Одна из первых попыток обнаружения 4n-радиоактивного распада была предпринята на установке АКУЛИНА в ядре  ${}^7\text{H}$  (см. раздел 5.8) — была получена только верхняя граница времени жизни. Особенно интересным с этой точки зрения оказалось ядро  ${}^{26}\text{O}$ . В последние годы экспериментаторы постепенно снижали верхнее ограничение на время его распада. Указание на то, что время жизни  ${}^{26}\text{O}$  находится в пикосекундном диапазоне, было получено в работе [123]. Работы [124, 125] последовательно "зажали" энергию распада  ${}^{26}\text{O}$  в очень узкий диапазон:  $0 < E_T < 100$  кэВ. В работе [126] декларируется весьма точное измерение энергии распада  ${}^{26}\text{O}$ :  $E_T \sim 10$  кэВ.



**Рис. 25.** Систематика энергий распада  $Q_{An}$  с отделением  $A$  нуклонов для ядер  ${}^4\text{H} + A_n$  (а) и  ${}^{24}\text{O} + A_n$  (б). Серые линии ограничивают диапазон, связанный с экспериментальной неопределённостью. Для сравнения показаны такие же систематики для ближайших к ним изотопов с  $Z + 1$ :  ${}^5\text{--}8\text{He}$  и  ${}^{26\text{--}29}\text{F}$ , которые изучены гораздо лучше.



Необходимо отметить, что энергия распада [126] и время жизни [123] находятся в противоречии с уточнёнными оценками времени жизни  $^{26}\text{O}$  [127]. Энергия распада  $^{26}\text{O}$  является также критически важной для определения механизма распада  $^{28}\text{O}$ . При весьма низкой энергии основного состояния  $^{26}\text{O}$  становится возможным последовательный распад,



и кривая зависимости времени жизни  $^{28}\text{O}$  от энергии весьма быстро переходит на систематику более быстрых  $2n$ -распадов (штрихпунктирная кривая на рис. 24).

В целом, эта область находится в состоянии поисковых исследований и весьма далека от получения надёжных окончательных результатов.

#### 4. Экспериментальная методика

Для проведения экспериментов на пучках РИ требуется формирование единого комплекса из ускорителя — источника первичного пучка, зоны первичной мишени с хорошей радиационной защитой, фрагмент-сепаратора и низкофоновой экспериментальной зоны для вторичного пучка с возможностью использования широкого ассортимента экспериментального оборудования. В разделах 4.1–4.5 мы представим основные элементы такого комплекса, работающего в ЛЯР ОИЯИ.

##### 4.1. Ускоритель У-400М

Ускорители ЛЯР ОИЯИ проектировали, ориентируясь на проведение на них главным образом экспериментов по производству сверхтяжёлых элементов и изучению их свойств, что требует предельно большой интенсивности пучков. Это даёт возможность ставить эксперименты мирового уровня при относительно ограниченных возможностях остальных инструментов.

Фрагмент-сепаратор АКУЛИНА [2, 26] работает на линии выведенных пучков тяжёлых ионов изохронного циклотрона У-400М с диаметром полюсов 4 м [128]. Проект четырёхсекторного циклотрона У-400М, имеющего четыре дуанта, предусматривал получение пучков тяжёлых ионов с отношением массы к заряду  $A/q = 2-5$ , ускоренных до энергии 20–100 МэВ на нуклон. Источник электрон-циклотронного резонанса (ЭЦР) DECRIS-2

(Dubna Electron Cyclotron Resonance Ion Source 2), используемый для инжекции пучка многозарядных ионов на начальную орбиту ускорения на циклотроне, обеспечил получение пучков высокой интенсивности для ионов с атомными номерами  $Z \leq 18$ . Однако диапазон энергии пучков, используемых для получения РИ, ограничен способом вывода ускоренных ионов с циклотронной орбиты.

Для вывода пучка циклотрона реализован метод обдирки ионов на тонкой фольге, установленной на внутренней орбите циклотрона. Этим методом наиболее эффективно выводятся частицы, для которых коэффициент перезарядки  $Z_{\text{out}}/Z_{\text{accelerated}}$  находится в пределах 1,33–1,67, что накладывает ограничения на результирующий диапазон энергий. Типичная энергия выведенных пучков (от Li до Ca,  $A = 7-48$ ) находится в диапазоне 32–55 МэВ на нуклон. При работе с источником DECRIS-2 интенсивности пучков  $^7\text{Li}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{32}\text{S}$  составляли  $(1-3) \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$  (от 1,5 до 5 рА). Замена источника DECRIS-2, работающего при комнатной температуре, сверхпроводящим ЭЦР-источником DECRIS-SC2 [129] расширила диапазон тяжёлых ионов, получаемых на линии выведенного пучка У-400М. Произведённые пучки ионов  $^{40}\text{Ar}^{12+}$ ,  $^{48}\text{Ca}^{14+}$ ,  $^{84}\text{Kr}^{21+}$  имели энергии 41, 39, 29 МэВ на нуклон и интенсивности 0,8, 0,15, 0,05 рА соответственно.

##### 4.2. Фрагмент-сепаратор АКУЛИНА

Ионно-оптическая система сепаратора АКУЛИНА (рис. 26), фокусирует в плоскости ахроматического изображения F3 продукты фрагментации ядер первичного циклотронного пучка, вылетающие из производящей бериллиевой мишени, установленной в плоскости F1. Искомый вторичный пучок РИ отделяется по магнитной жёсткости  $B_{\text{RIB}}$  от ионов первичного пучка с  $B_{\text{HI}}$  и в значительной мере от иных продуктов фрагментации. В промежуточной дисперсионной фокальной плоскости F2 помещён бериллиевый поглотитель с профилем в форме клина (для соблюдения условий ахроматизма в плоскости F3). Импульсный захват установок АКУЛИНА — очень скромный ( $\Delta p/p < 2,5\%$ ) (см. табл. 4 в разделе 6), он задаётся шириной раскрытых щелей, установленных перед клином (максимальное значение  $\pm 15$  мм). Выбор величины индукции второго магнита, D2, учитывающий

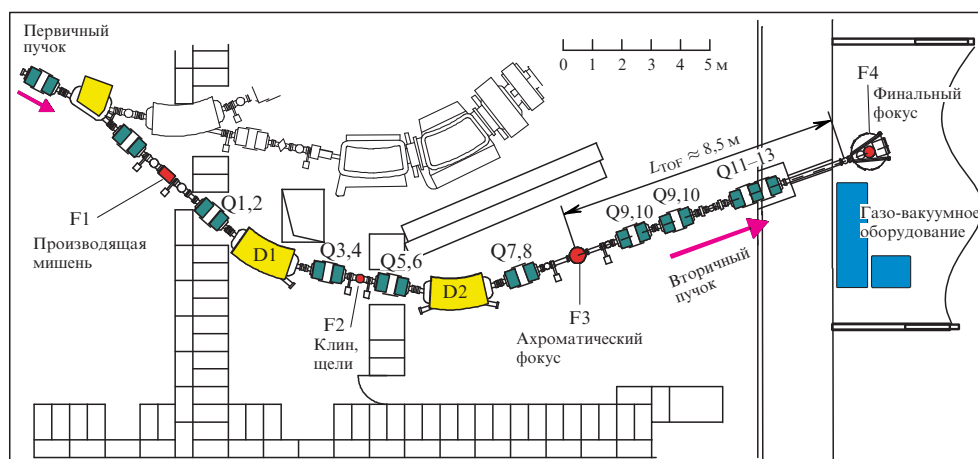


Рис. 26. Схема сепаратора АКУЛИНА: F1 — объектная плоскость, F2 — фокальная плоскость с максимальной дисперсией, F3 и F4 — ахроматические фокальные плоскости, D1 и D2 — дипольные магниты, Q1–Q13 — квадрупольные магниты (линзы).

потери энергии в бериллиевом клине, приводит к дополнительной очистке искомого пучка. Качество очистки от примесей (сателлитных продуктов, образовавшихся в реакции фрагментации) может достигать 90 % и более, как в случае настройки сепаратора на пучок  ${}^6\text{He}$  или  ${}^8\text{He}$ , когда для магнитных полей выполняется соотношение  $B_{\text{RIB}} > B_{\text{HI}}$  [26]. При работе с пучком протонно-избыточных ядер степень очистки заметно меньше — не превышает нескольких процентов (из-за значительно большего набора ядер при работе сепаратора в условиях  $B_{\text{RIB}} < B_{\text{HI}}$ ) [130].

Важным условием нормальной работы сепаратора является способность производящей бериллиевой мишени не подвергаться разрушению в условиях, когда тепловая энергия, выделяемая в ней под действием бомбардирующего пучка ионов, достигает 1–2 кВт. Этому условию удовлетворяет мишень из бериллиевой пластины в виде охлаждаемого водой диска диаметром 80 мм и толщиной от 0,3 до 2,0 мм, который вращается со скоростью 120 оборотов в 1 мин (см., например, вставку на рис. 53б в разделе 6.1) В таблице 2 приведены характеристики вторичных пучков, типичные для сепаратора АКУЛИНА.

Установка АКУЛИНА не отличается от других фрагмент-сепараторов в отношении большого разброса энергии РИ ( $\Delta E/E \approx 8\%$ ), значительного углового диапазона траекторий радиоактивных ядер пучка (30 мрад) и достаточно большого диаметра радиоактивного пучка в поперечном сечении,  $\sim 2$  см (полная ширина пика полного поглощения на половине высоты — ПШПВ). При работе с пучками РИ невысокой интенсивности (менее  $3 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ ) основные параметры (энергия, угол наклона траектории и координаты точки попадания на физическую мишень) определяются индивидуально для каждого налетающего иона.

**Таблица 2.** Характеристики некоторых РИ\*, типичные для установки АКУЛИНА\*\*

HI	$E_{\text{HI}}$ , МэВ на нуклон	РИ	$E$ , МэВ на нуклон	$I$ , $\text{c}^{-1}$	$P$ , %
${}^7\text{Li}$	34	${}^6\text{He}$	25	$5 \times 10^5$	97
${}^{11}\text{B}$	32	${}^6\text{He}$	25	$1 \times 10^6$	70
${}^{11}\text{B}$	32	${}^8\text{He}$	25	$1 \times 10^4$	95
${}^{11}\text{B}$	32	${}^9\text{Li}$	25	$5 \times 10^5$	70
${}^{15}\text{N}$	49	${}^8\text{He}$	40	$1 \times 10^4$	92
${}^{15}\text{N}$	49	${}^{11}\text{Li}$	37	$2 \times 10^3$	40
${}^{18}\text{O}$	33	${}^{14}\text{Be}$	27	$3 \times 10^2$	20
${}^{18}\text{O}$	33	${}^{15}\text{B}$	27	$2 \times 10^4$	50
${}^{22}\text{Ne}$	44	${}^{18}\text{C}$	36	$5 \times 10^3$	60
${}^{10}\text{B}$	39	${}^7\text{Be}$	38	$1 \times 10^6$	50
${}^{16}\text{O}$	43	${}^{13}\text{O}$	25	$2 \times 10^4$	2
${}^{20}\text{Ne}$	53	${}^{14}\text{O}$	40	$5 \times 10^4$	0,5
${}^{20}\text{Ne}$	53	${}^{18}\text{Ne}$	40	$5 \times 10^4$	15
${}^{20}\text{Ne}$	53	${}^{17}\text{Ne}$	42	$3 \times 10^3$	3
${}^{32}\text{S}$	52	${}^{24}\text{Si}$	40	$1 \times 10^2$	1
${}^{32}\text{S}$	52	${}^{27}\text{S}$	38	$1 \times 10^1$	0,5

\* HI — первичный пучок,  $I$  и  $P$  — интенсивность и степень очистки вторичного пучка соответственно.

\*\* На фрагмент-сепараторе АКУЛИНА-2 (см. раздел 6.1) интенсивности РИ ожидаются в 10–20 раз выше ввиду значительно больших углового захвата и импульсного акцептанса (см. табл. 4), а степень очистки пучков  ${}^{13}\text{O}$ ,  ${}^{14}\text{O}$ ,  ${}^{18}\text{Ne}$ ,  ${}^{17}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Si}$  и  ${}^{27}\text{S}$  (см. последние шесть строк таблицы) может быть улучшена в 10–50 раз при установке фильтра скоростей, например высокочастотного (ВЧ) фильтра, в плоскости F3 [132].

Система диагностики пучка сепаратора АКУЛИНА состоит из двух тонких сцинтилляционных детекторов и двух координатных камер [131]. Пластиковые сцинтилляторы установлены между плоскостями F3 и F4 на пролётной базе длиной 8 м. Толщина сцинтилляторов варьируется в пределах 50–500 мкм в зависимости от атомного номера РИ. Измерение скорости каждого ядра и удельных потерь энергии в тонком сцинтилляторе позволяет оценить его энергию (точность измерения 0,5 %) и однозначно идентифицировать ядра по массе и атомному номеру. Две многопроволочные пропорциональные камеры, установленные на расстоянии 60 см друг от друга перед физической мишенью в F4, обеспечивают измерение угла наклона траектории ядра, падающего на мишень (угол измеряется с ошибкой менее 6 мрад). В результате координаты точки попадания каждого ядра на мишень определяются с ошибкой не более 1,5 мм.

Технические параметры фрагмент-сепаратора АКУЛИНА во многом ограничены по сравнению с параметрами других установок. Диапазон получаемых РИ ограничен ядрами с  $Z < 20$ , а максимальная энергия  $E < 40$  МэВ на нуклон. Однако установка АКУЛИНА имеет свои сильные стороны. Рекордно высокая интенсивность первичных пучков циклотрона У-400М (до 5  $\mu\text{A}$ ) обеспечивает получение достаточно интенсивных пучков экзотических ядер с более низкой, чем на других установках, энергией. Типичная энергия для РИ сепаратора АКУЛИНА — около 20–35 МэВ на нуклон — является оптимальной для изучения ядерной структуры, проявляющейся в прямых процессах ядерного взаимодействия: в упругом и неупругом рассеянии, в реакциях передачи, перезарядки, а также в реакциях квазисвободного рассеяния (см. обсуждение в разделе 2). Эти обстоятельства в сочетании с современными методами постановки экспериментов и анализа данных, включая развитие теории, позволили получить на установке АКУЛИНА ряд существенных результатов мирового уровня.

#### 4.3. Детекторы частиц и гамма-квантов

На установке АКУЛИНА используются современные детекторы (в основном полупроводниковые, газовые и сцинтилляционные) для регистрации заряженных частиц, нейтронов и гамма-квантов. Детекторы подразделяются на два класса: а) для мониторинга вторичного пучка до его попадания на вторичную (физическую) мишень и б) для регистрации продуктов взаимодействия радиоактивного пучка с мишенными ядрами. Детекторы первого типа описаны в разделе 4.2, поэтому далее речь пойдёт о детекторах второго типа.

Для обеспечения более полной информации о процессе взаимодействия пучка РИ с ядрами мишени в идеале необходимо регистрировать продукты в телесном угле, близком к  $4\pi$ , с высоким энергетическим и позиционным разрешением и, безусловно, с однозначной идентификацией заряженных частиц, нейтронов и гамма-квантов. В ряде случаев благодаря выгодной кинематике вылета продуктов взаимодействия, "вперёд-назад" либо "все вперёд", достаточно высокая эффективность регистрации может быть достигнута при использовании детекторной системы, имеющей светосилу порядка 1 % от светосилы в  $4\pi$ -геометрии (см., например, работы [101, 130, 133–137]).

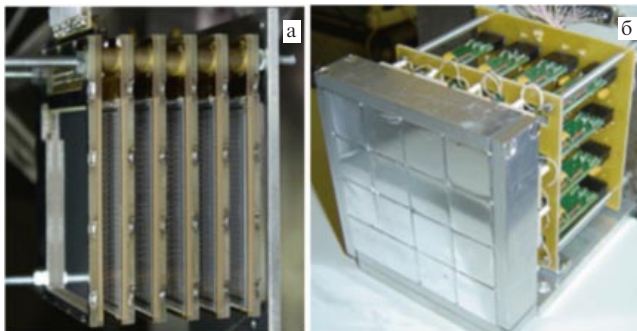


Рис. 27. (а) Вид кремниевого телескопа из шести слоёв, размером  $64 \times 64$  мм и толщиной 1 мм каждый. (б) Сцинтилляционная часть кремниевого телескопа, состоящая из кристаллов CsI(Tl), фотодиодов и предусилителей.

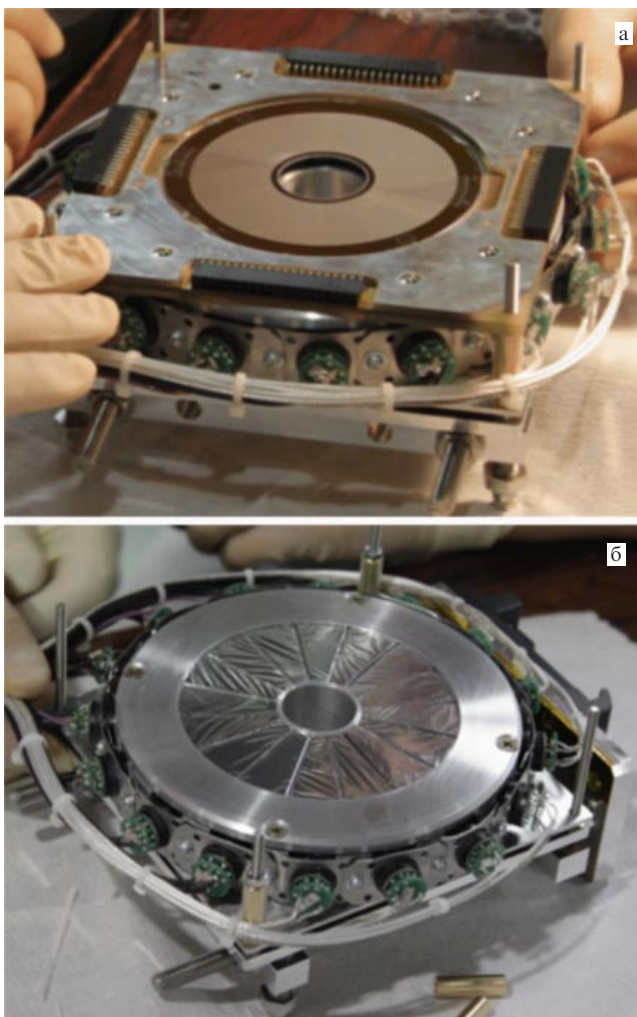


Рис. 28. Вид кольцевого телескопа в сборе (а) и сцинтилляционной части (б). Боковые и задняя поверхности кристаллов CsI(Tl) обернуты отражателем VM2000 толщиной 165 мкм, а с фронтальной стороны закрыты тонкой (3 мкм) фольгой из алюминизированного майлара.

Как правило, детекторная система содержит несколько телескопов заряженных частиц и массивных сборок для регистрации нейтронов и гамма-квантов. Телескопы (кольцевой или прямоугольной формы) состоят из нескольких слоёв для обеспечения идентификации продук-

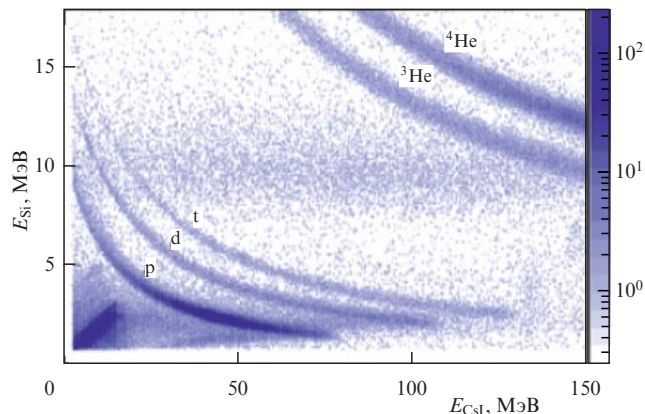


Рис. 29. Идентификация частиц кольцевым телескопом, состоящим из сегментированного кремниевого детектора толщиной 1 мм и 16 модулей CsI(Tl)/ФЭУ (толщина кристаллов 25 мм).

тов методом  $\Delta E1 - \Delta E2 - E$  (рис. 27). Для измерения ионизационных потерь  $\Delta E$  и угла вылета частиц устанавливается несколько позиционно-чувствительных кремниевых детекторов (толщиной от 20 до 1000 мкм со стрипами с одной или с двух сторон), за которыми могут следовать толстые (от 25 до 40 мм) сцинтилляционные детекторы, предназначенные для измерения остаточной энергии.

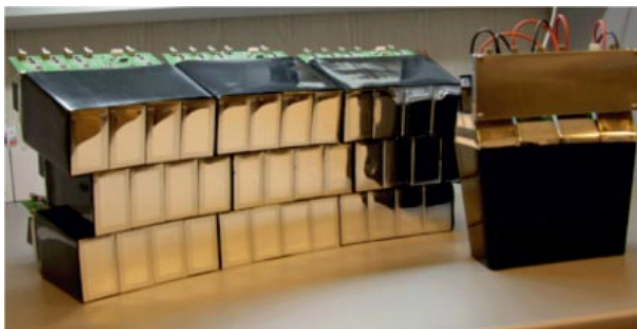
На рисунке 28 показан кольцевой телескоп, состоящий из кремниевого детектора (толщина 1000 мкм, внутренний/внешний диаметр 32/82 мм, сегментирован с двух сторон на 32 кольца и 32 сектора) и сборки из 16 сцинтилляционных детекторов в виде лепестков из кристаллов CsI(Tl) толщиной 25 мм, соединённых с фотоэлектронными умножителями (ФЭУ)<sup>6</sup>. Энергетическое разрешение кремниевого детектора обычно составляет 30–50 кэВ для альфа-линии 5,5 МэВ, в то время как для сцинтилляционных детекторов характерное разрешение лежит в энергетическом диапазоне 250–300 кэВ для альфа-линии 7,7 МэВ.

Пример  $\Delta E - E$ -идентификации образовавшихся в реакции  $^{18}\text{Ne}$  (38 МэВ на нуклон) + p лёгких заряженных частиц, зарегистрированных таким телескопом, приведён на рис. 29.

В случаях, когда необходимо иметь максимально возможное энергетическое разрешение и организовывать антисовпадения между слоями (накладывание запрета при попадании фоновых частиц в последующий слой), телескоп может состоять только из кремниевых детекторов (см. работу [136] и рис. 27а). На рисунке 27б показана сборка из 16 сцинтилляционных детекторов, применявшаяся для измерения остаточной энергии частиц в работе [135].

Для регистрации нейтронов в экспериментах [26, 133, 134, 136, 138] использовался многомодульный массив больших сцинтилляционных детекторов DEMON (от франц. DEtector MOdulaire de Neutron) [139]. Каждый модуль DEMON состоит из наполненного жидким

<sup>6</sup> Используются ФЭУ марки Hamamatsu R9880U-20 и R7600U-300, которые обладают повышенной квантовой эффективностью фотокатода в красной области спектра, что обеспечивает наилучшее энергетическое разрешение детекторов, основанных на кристаллах CsI(Tl).



**Рис. 30.** Вид модулей GADAST на основе кристаллов CsI(Tl) с габаритными размерами  $41 \times 76 \times 150$  мм, собранных в геометрии, оптимальной для установки на расстоянии 50 см от мишени.

сцинтиллятором NE213 герметичного цилиндра (диаметром 160 мм, длиной 200 мм), просматриваемого с помощью ФЭУ<sup>7</sup>. Начиная с 2012 г. в опытах с радиоактивными пучками на АКУЛИНА были установлены более компактные детекторы нейтронов, состоящие из кристаллов стибьбена (диаметром 80 мм, длиной 50 мм) и быстродействующих ФЭУ с диаметром фотокатода 3 дюйма<sup>8</sup> [140]. По характеристикам (амплитудное и временное разрешение,  $n$ - $\gamma$ -идентификация по форме импульса, долговечность в эксплуатации) детекторы на основе стибьбена превосходят модули DEMON и являются оптимальными для регистрации нейтронов в диапазоне энергий до 20 МэВ. Общее число таких детекторов, сконструированных и собранных в ЛЯР ОИЯИ, доведено до 32 и будет увеличено до 48 к 2017 г.

Эксперименты с регистрацией гамма-квантов на установке АКУЛИНА ещё не проводились. Однако в опытах на установке АКУЛИНА-2 будут применяться сцинтилляционные модули GADAST (Gamma-ray Detectors Around a Secondary Target) [141], которые изготовлены сотрудниками установки АКУЛИНА в рамках международной кооперации по проекту обновления инструментария фрагмент-сепаратора FRS (GSI). Массив состоит из 16 кластеров, по четыре детектора в каждом, на основе CsI(Tl) (трапециевидные кристаллы объёмом  $371 \text{ см}^3$ , соединённые с ФЭУ R7600U-300) (рис. 30), и одного кластера на основе 16 детекторов LaBr<sub>3</sub>(Ce) (кристаллы цилиндрической формы диаметром 25 мм и высотой 100 мм, соединённые с ФЭУ<sup>9</sup>). Все детекторы оснащены аналоговой электроникой с регулируемым порогом регистрации, линией задержки и встроенным высоковольтным питанием ФЭУ. Типичное энергетическое разрешение детекторов на основе CsI(Tl) и LaBr<sub>3</sub>(Ce) для гамма-линии 1174 кэВ составляет  $\approx 7,5\%$  и  $\approx 3,2\%$  соответственно.

Примером эффективного применения модулей GADAST может стать повторный эксперимент по исследованию канала  $2p$ -распада первого возбуждённого состояния  $^{17}\text{Ne}$  ( $3/2^-$ , 1288 кэВ), в котором будет возможным прямое измерение соотношения  $G_{2p}/G_{\gamma}$  с большей точностью, чем в работе [130] (см. раздел 5.9).

<sup>7</sup> Быстродействующий ФЭУ марки XP4512B с диаметром фотокатода 5 дюймов.

<sup>8</sup> Марки XP4312B и ET9822B.

<sup>9</sup> Используются ФЭУ марки ET9106SB, специально разработанные для быстродействующих сцинтилляторов с высоким световыходом.

#### 4.4. Криогенные мишени $^1,2,3\text{H}$ , $^4\text{He}$

Реакции передачи нуклонов ( $d, p$ ), ( $t, p$ ), ( $d, ^3\text{He}$ ), ( $d, ^3\text{H}$ ), ( $p, d$ ), ( $p, t$ ), ( $^3\text{He}, d$ ), ( $^3\text{He}, n$ ), ( $d, n$ ), реакции перезарядки ( $p, n$ ), ( $^3\text{He}, t$ ), ( $t, ^3\text{He}$ ) и реакции квазисвободного рассеяния ( $\alpha, 2\alpha$ ), ( $\alpha, t\alpha$ ) предоставляют разнообразные возможности для заселения состояний экзотических ядерных систем в окрестностях границ нуклонной стабильности (см. рис. 4). Выполнение соответствующих экспериментов на установках с пучками РИ неизбежно связано с изучением подобных реакций в условиях инверсной кинематики. Следовательно, возникает необходимость работы с мишенями, содержащими изотопы водорода и гелия. Применение криогенных мишеней имеет важные преимущества и в ряде случаев открывает уникальные возможности.

1. Для изотопов гелия не существует твердотельных соединений, из которых можно было бы изготовить мишень, и криогенная ячейка — это единственная возможность получения мишеней с регулируемой толщиной.

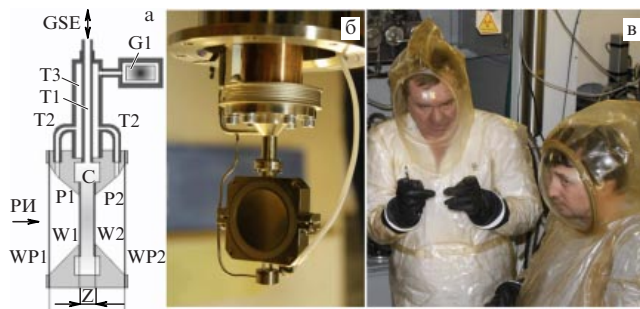
2. Легко получить мишень почти любой толщины. Тонкие газовые мишени могут иметь малые эффективные толщины, недоступные для тонких плёнок. Толстые криогенные мишени также легко создавать, и их толщину нетрудно регулировать (см. в разделе 5.8 пример, в котором использовалась жидкостная дейтериевая мишень толщиной 56 мм).

3. Газовая/жидкостная мишень обладает, по определению, высокой однородностью. Убедиться в однородности тонких плёночных мишеней сложно, что может весьма затруднить абсолютную калибровку экспериментальных данных.

4. В случае мишеней из водородосодержащих пластиков основные фоновые события связаны с большим количеством углерода. Реакции на углероде могут эффективно конкурировать с изучаемыми процессами на водороде. В случае криогенных мишеней основным источником фона является железо стальных окон ячейки. Продукты реакции на тяжёлых материалах окон обычно хорошо кинематически отделены от интересующих продуктов основного процесса.

Криогенные мишени применялись в большинстве экспериментов, выполненных на установке АКУЛИНА [101, 122, 133–138]. В различных случаях использовались мишени из изотопов водорода и гелия, "толщина" которых варьировалась от  $1 \times 10^{20}$  атомов на  $1 \text{ см}^2$  до  $5 \times 10^{21}$  атомов на  $1 \text{ см}^2$  в газовой или жидкой фазе. Для водородных и гелиевых мишеней удобным является выбор температуры газа в диапазонах 23–30 К и 10–13 К соответственно.

К инструментам, заслуживающим отдельного упоминания, относится уникальный комплекс криогенной тритиевой мишени, созданный во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ВНИИЭФ) (Саров) специально для работы на установке АКУЛИНА [26, 142]. Несмотря на относительно "слабую" радиоактивность (бета-распад с периодом 12,3 года и средним энерговыделением 5,6 кэВ на распад), тритий представляет опасность ввиду его биологической активности. Это делает тритий объектом строгого регулирования и ставит особые требования к конструкции мишени и к устройствам безопасного обращения с газом. Поэтому ниже будет кратко описана газо-вакуумная система для обеспечения без-



**Рис. 31.** Схема тритиевой мишенной ячейки (а), её вид (б) и персонал в защитных костюмах, обязательных при начале/окончании работ (в). С — мишенная ячейка; W1, W2 — окна ячейки; GSE — подача/эвакуация газа по трубке T1; P1, P2 — защитные барьеры с окнами WP1, WP2, соединённые с геттером G1 трубками T2, T3.

опасной работы с тритием на установке АКУЛИНА. Конструкция других газовых мишенных ячеек проще, чем для тритиевой (отсутствует система безопасности), но сама система газо-вакуумного обеспечения является аналогичной.

Схема устройства тритиевой мишенной ячейки, её изображение и фотографии персонала в защитных костюмах, обязательных при проведении пуско-наладочных/демонтажных работ, представлены на рис. 31. Мишенная ячейка снабжена тонкими (12,5 мкм) окнами (W1, W2) из нержавеющей стали диаметром 22 мм, герметически соединёнными с корпусом методом лазерной сварки. В различных вариантах газовой мишени расстояние между окнами выбиралось равным от 3 до 10 мм. Для ячеек с жидким тритием расстояние между окнами составляло 0,4–1,0 мм. Газ трития подаётся в мишенную ячейку по трубке T1. Ячейка, соединённая с трубкой T1, образует первый барьер защиты окружающей среды.

Гарантию надёжной защиты даёт второй защитный барьер, предотвращающий попадание трития в объём реакционной камеры, в которой находится мишенная ячейка, облучаемая радиоактивным пучком во время проведения эксперимента. Второй защитный барьер включает в себя полости P1, P2 с окнами WP1, WP2, соединённые с геттером G1 трубками T2, T3. Тритий, проникший при утечке через окна мишенной ячейки, будет полностью поглощён геттером, в качестве которого используется порошок титана, изготовленный по специальной технологии. Равновесное давление тритиевого газа над активированным титановым порошком не превышает  $10^{-8}$  Па. Вес титанового геттера выбирается так, чтобы гарантировать полную адсорбцию всего трития, содержащегося в мишенной ячейке и во всём балластном объёме, используемом для её наполнения. Расчётное значение давления газа в мишенной ячейке (2 МПа), приводящего к разрушению окон, было проверено опытным путём. В реальных условиях экспериментов на пучках сепаратора давление газа трития в мишенной ячейке невозможно установить на уровне выше 0,1 МПа.

Важнейшей частью комплекса тритиевой мишени является система подачи и эвакуации газа. В созданном источнике тритий хранится на губчатом уране  $^{238}\text{U}$  в химически связанном состоянии. Сорбционная вмести-

мость урана в источнике равна  $380\text{ см}^3$  газа трития при давлении 0,1 МПа. Источник выполнен в форме ампулы с наружным нагревателем. Корпус ампулы изготовлен по принципу автоскреплённого сосуда с водородным барьером, в объём которого помещён титановый геттер. Трубки, соединяющие источник трития с мишенной ячейкой, имеют два защитных барьера с титановым геттером, соединённым с защитным вакуумным объёмом, в котором находятся эти трубки.

Перед заполнением мишени тритием источник соединяется с откачанным балластным объёмом. При комнатной температуре давление трития в объёме источника около  $7 \times 10^{-4}$  Па. Для подачи трития в мишенную ячейку ампула с ураном нагревается до температуры, обеспечивающей необходимое давление газа. При температуре 680–705 К в мишенной ячейке устанавливается давление газа трития 0,1 МПа. Возвращение к комнатной температуре на уране приводит к эвакуации трития из всего объёма в источник.

В экспериментах на установке АКУЛИНА газовая мишень охлаждалась для повышения светимости измерений. В зависимости от давления газа и от изотопа водорода температуру выбирали в диапазонах 18–21 К для жидкостной мишени и 23–30 К для газовой. Основным элементом системы охлаждения мишени является рефрижератор, установленный на корпусе реакционной камеры. Холод подаётся на мишень через медный стержень, в соединении которого непосредственно с холодным фланцем мишени установлен нагреватель, выполняющий функцию точного подбора температуры мишени. Для мониторинга динамики процесса охлаждения и контроля за температурой используется термодиод, установленный на корпусе мишенной ячейки. Время охлаждения мишени с газом от комнатной температуры до температуры перехода трития в жидкую фазу (21 К) составляет около 70 мин. По достижении требуемой температуры система охлаждения переводится в режим стабилизации. Рабочая температура мишени поддерживается стабильной в пределах  $\pm 0,1$  К.

Реакционная камера сепаратора АКУЛИНА, в которой установлена тритиевая мишень, представляет собой третий барьер защиты окружающей среды от радиационного загрязнения. Камера откачивается до давления  $3 \times 10^{-8}$  Па. Выхлопные газы насоса поступают в систему очистки, где установлены сорбенты, поглощающие следы трития. Газ, выходящий из системы очистки, до попадания в атмосферу проходит через токовую ионизационную камеру, определяющую содержание радиоактивного трития на уровне, в 100 раз меньшем допустимой нормы. В состав системы очистки и радиационного контроля входят также другие ветви, обеспечивающие радиационную безопасность при очистке всех систем подачи и эвакуации трития.

#### 4.5. Оптическая время-проекционная камера

Другим детектирующим устройством, заслуживающим отдельного упоминания, является оптическая время-проекционная камера (Optical Time Projection Chamber — ОТПС) [143], разработанная в Варшавском университете группой под руководством М. Пфютцнера. С помощью этого прибора проведён ряд пионерных исследований как в ОИЯИ на установке АКУЛИНА [144, 145], так и в других научных центрах: NSCL [45, 146, 147], ЦЕРНе [148] и GSI [149].

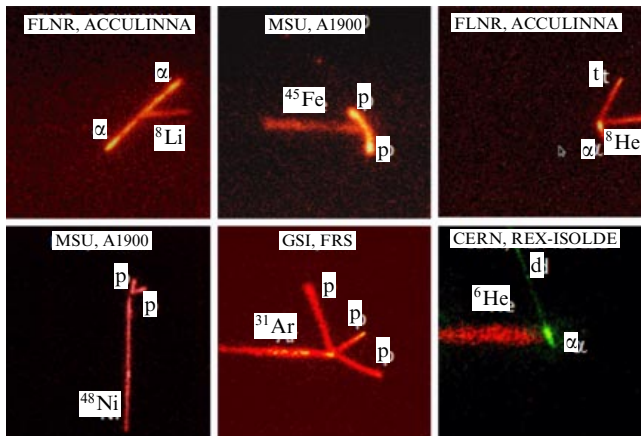


Рис. 32. Примеры выполненного с помощью ОTRС изучения редких мод радиоактивного распада (прямого или  $\beta$ -задержанного):  ${}^8\text{Li} \xrightarrow{\beta} \alpha - \alpha$ ,  ${}^{45}\text{Fe} \rightarrow {}^{43}\text{Cr} - 2p$ ,  ${}^8\text{He} \xrightarrow{\beta} \alpha - t - n$ ,  ${}^{48}\text{Ni} \rightarrow {}^{46}\text{Fe} - 2p$ ,  ${}^{31}\text{Ar} \xrightarrow{\beta} {}^{28}\text{Si} - 3p$  и  ${}^6\text{He} \xrightarrow{\beta} \alpha - d$ .

Базовая идея ОTRС (визуализация треков заряженных частиц в газе) унаследована от камеры Вильсона, которая применялась на самом раннем этапе развития физики ядра и элементарных частиц. К преимуществам современного прибора следует отнести возможность реконструкции трёхмерного изображения треков изучаемого ядра и редких каналов его распада с одновременной эмиссией нескольких частиц и извлечение временной информации, позволяющей определять время жизни экзотических ядер в широком временном диапазоне,  $T_{1/2} \approx 1 - 500$  мс.

Технология ОTRС открыла новые горизонты в исследованиях сверхредких событий. Так, с помощью ОTRС впервые были измерены корреляции в двухпротонном радиоактивном распаде [45] и было открыто  $\beta$ -задержанное испускание трёх протонов [146]. Обработка данных ОTRС может быть весьма трудоёмкой, так как требует визуальной идентификации каждого события. С другой стороны, для действительно редких и уникальных событий это может быть единственной возможностью не потерять их в фоне. Тут очень поучительным является пример  $\beta$ -задержанного испускания трёх протонов: это событие не является исключительно редким, и оно давно было бы открыто, если бы кто-нибудь озабочился поиском и изучением такого сложного сигнала в стандартном эксперименте с кремниевыми телескопами. В эксперименте с ОTRС трёхпротонное событие однозначно идентифицируется с одного взгляда (рис. 32).

Принцип работы ОTRС заключается в визуализации процессов свечения во время движения заряженных частиц с помощью высокочувствительной цифровой камеры и фотозлектронной трубки. Реакционный объём заполнен газом (как правило, смесью 49 % Ar + 49 % He + 1 % N<sub>2</sub> + 1 % CH<sub>4</sub>) при атмосферном давлении с потоком  $\approx 90$  см<sup>3</sup> мин<sup>-1</sup>. ПЗС-камера марки Hamamatsu C9100-13 (ПЗС — прибор с зарядовой связью) обеспечивает двумерное изображение треков, в то время как третья координата извлекается посредством дополнительного анализа временного сигнала ФЭУ. Поскольку ионизирующая способность изучаемых тяжёлых ионов, претерпевающих тот или иной редкий распад (например, в виде  $\beta$ -задержанной эмиссии 2p, 3p,  $\alpha - t - n$  и др.), в 10–100 раз больше, чем для протонов или альфа-частиц,

предусмотрена работа детектора с двумя режимами усиления вторичной эмиссии электронов. Таким образом, оперативно переключаясь из одной моды в другую за счёт подачи потенциала на управляющий электрод, ОTRС может регистрировать (практически одновременно) тяжёлые ионы и лёгкие заряженные частицы. Некоторые примеры редких мод распадов приведены на рис. 32.

Запланировано дальнейшее усовершенствование метода, которое предусматривает: 1) изготовление герметичной камеры, работающей с переменным давлением в диапазоне 0,5–3,0 атм, что позволит гибко варьировать типичную длину треков в зависимости от задачи; 2) просмотр треков двумя ПЗС-камерами с разными разрешающими способностями; 3) работу ОTRС в режиме активной мишени при заполнении камеры более экзотической газовой смесью, например 49 % Ar + 49 % <sup>3</sup>He или 49 % Ar + 49 % D<sub>2</sub>, что позволит исследовать не только редкие моды распадов, но и реакции с экзотическими ядрами.

## 5. Исследования на установке АКУЛИНА

В этом разделе кратко обсуждаются наиболее интересные экспериментальные результаты, полученные на установке АКУЛИНА в ЛЯР ОИЯИ.

### 5.1. Динейтронная структура нейтронного гало <sup>6</sup>He

Представители особой формы ядерной структуры — борромиевские ядра (см. раздел 3.2) — были обнаружены у границы нейтронной стабильности [150]. Ядра <sup>6</sup>He, <sup>11</sup>Li, <sup>14</sup>Be можно представить как планетарные системы, имеющие в своём составе компактный инертный "кор" и два "валентных" нейтрона, находящихся в среднем на большом расстоянии от него. Поодиночке каждый нейтрон не может быть связан с кором, однако пара нейтронов образует вместе с кором долгоживущую ядерную систему с нейтронным гало (см. раздел 3.2). Борромиевское ядро <sup>6</sup>He является особенно интересным представителем гало-ядер, так как его кор, компактное ядро <sup>4</sup>He, имеющее большую энергию связи, можно считать бесструктурным с высокой надёжностью. В связи с этим представлялось важным экспериментальное подтверждение гало-структуры <sup>6</sup>He, являющейся, согласно весьма точным теоретическим расчётам [56], смесью динейтронной и сигарообразной конфигураций (см. рис. 11).

Расчёты [56], по всей видимости, исключают значительную вероятность  $t-t$ -кластеризации <sup>6</sup>He. Напротив, расчёты, выполненные по модели оболочек [151, 152], предсказывают даже несколько большую по абсолютной величине спектроскопическую амплитуду  $A_S \approx -1,3$  для  $t-t$ -кластеризации <sup>6</sup>He, чем для  $\alpha-2n$ -кластеризации этого ядра ( $A_S \approx 1,06$ ). Расчёты [151] также дают сравнимые по величине вероятности конфигураций  $\alpha-d$  ( $A_S \approx -1,07$ ) и <sup>3</sup>He- $t$  ( $A_S \approx 1,0$ ) соседнего ядра <sup>6</sup>Li, обнаруженных ранее в измерениях угловой зависимости поперечного сечения реакции <sup>6</sup>Li(p, <sup>3</sup>He)<sup>4</sup>He [153, 154].

Для выявления предсказанных особенностей волновой функции <sup>6</sup>He нами изучались реакции передачи при бомбардировке лёгких мишенных ядер гелия и водорода пучками <sup>6</sup>He с энергией 20–30 МэВ на нуклон. Такая энергия сравнима с типичной энергией Ферми движения нуклонов в ядре. Переход к более высоким энергиям

сопряжён с резким уменьшением сечений реакций передачи. При низкой энергии столкновения сильная связь многоступенчатых механизмов передачи усложняет задачу интерпретации полученных результатов.

Две работы, выполненные с пучком  ${}^6\text{He}$  на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА, были посвящены изучению структуры нейтронного гало этого ядра. В первом эксперименте из этой серии [155] исследовали процесс обмена двумя нейтронами в реакции  ${}^6\text{He}-{}^4\text{He}$ . Пучком ядер  ${}^6\text{He}$  интенсивностью  $10^5 \text{ с}^{-1}$  облучали газовую криогенную мишень гелия "толщиной"  $5,6 \times 10^{20}$  частиц на  $1 \text{ см}^2$ . Энергия пучка ядер  ${}^6\text{He}$  равнялась 151 МэВ. При такой энергии пучка  ${}^6\text{He}$  сечение упругого рассеяния, описываемое потенциалом оптической модели (ОМ), резко уменьшается с увеличением угла. Вследствие этого незначительный вклад потенциального рассеяния в сечение упругого рассеяния назад под углом в системе центра масс  $\theta_{\text{cm}} > 120^\circ$  позволяет наблюдать эффект обмена нейтронной парой, избежав трудностей, вызванных интерференцией с упругим рассеянием.

Таким образом, искомые каналы упругого рассеяния и передачи двух нейтронов можно было наблюдать, регистрируя в совпадении два ядра,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , вылетевших из мишени, во всём доступном угловом диапазоне. Измеренная угловая зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  показана на рис. 33. Данные по сечениям, измеренным под передними углами ( $\theta_{\text{cm}} = 17^\circ - 60^\circ$ ), были описаны в результате небольшой подгонки параметров потенциала ОМ, найденных ранее [156] для упругого рассеяния  ${}^6\text{Li}-{}^4\text{He}$  при  $E_{\text{cm}} = 96,1 \text{ МэВ}$ . Для задних углов,  $\theta_{\text{cm}} = 125^\circ - 158^\circ$ , измеренные сечения на три порядка величины превосходят сечения, полученные по ОМ. Это, без сомнения, говорит об обнаружении эффекта обмена двумя нейтронами между ядрами  ${}^6\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ . Соответствующая кривая на рис. 33 показывает результат, полученный в работе [157] для сечения реакции передачи  ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^6\text{He}(\text{g.s.})$  в борновском приближении метода искажённых волн

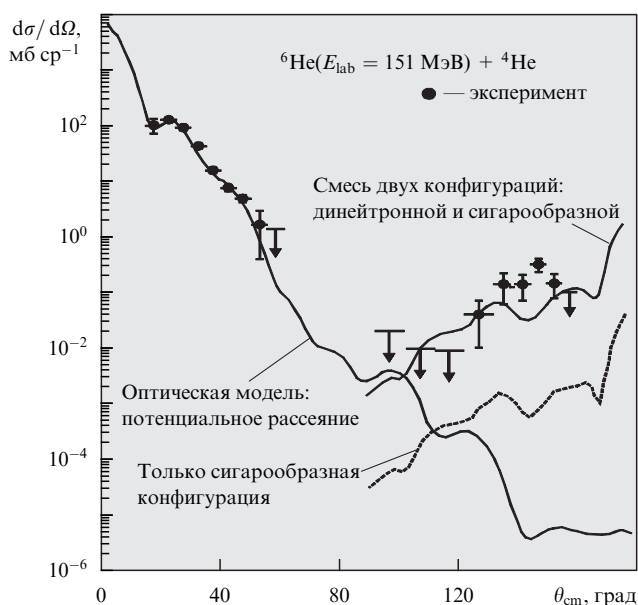


Рис. 33. Экспериментальные данные (символы) и результаты теоретических расчётов (кривые) упругого рассеяния  ${}^6\text{He}(151 \text{ МэВ})-{}^4\text{He}$ .  $E_{\text{lab}}$  — энергия в лабораторной системе координат.

(DWBA), приводящей к образованию  ${}^6\text{He}$  в основном состоянии (ground state — g.s.). Основные результаты строгой теории [56], указывающие на отсутствие связанного состояния  ${}^5\text{H}$  и сильную  $n-n$ -корреляцию в структуре борромиевского ядра  ${}^6\text{He}$ , вселяют уверенность в том, что в этой реакции доминирующая роль принадлежит одноступенчатой передаче нейтронной пары. Авторы работы [157] выделили амплитуды  $2n$ -перехода отдельно для динейтронной и сигарообразной компонент волновой функции борромиевского ядра  ${}^6\text{He}$ . Под задними углами вклады этих компонент в сечение реакции  ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^6\text{He}$  сильно различаются. Этот факт отражает больший вес динейтронной конфигурации в основном состоянии  ${}^6\text{He}$ . Удалённость динейтронной пары от  $\alpha$ -кора приводит к преимущественному испусканию продуктов  $2n$ -передачи под передними углами. С возрастанием переданного импульса, т.е. с повышением роли малых параметров столкновения, увеличивается вклад в сечение реакции передачи сигарообразной конфигурации.

Изучению реакций передачи, идущих при облучении криогенной газовой мишени водорода пучком  ${}^6\text{He}$  с полной энергией 150 МэВ, посвящена работа [158]. Поперечное сечение реакции передачи  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{H}$ , полученное в этой работе в диапазоне  $\theta_{\text{cm}} = 40^\circ - 130^\circ$ , показано на рис. 34. Для сравнения на рисунке приведена угловая зависимость сечения реакции  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ , измеренная в работе [154] при энергии протонного пучка 25 МэВ.

Различие в угловых зависимостях сечений двух реакций, представленных на рис. 34, очевидно. Во-первых, данные измерений показывают противоположный характер асимметрии сечений, полученных для этих реакций под передними и задними углами. Большие сечения реакции  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ , наблюдаемые под задними углами, отвечают реакции передачи протону  ${}^3\text{H}$  кластера от  ${}^6\text{Li}$ , в то время как передача дейтрона даёт основной вклад в сечение, измеренное под передними углами [153]. Следовательно, очевидным становится вывод о том, что  ${}^3\text{H}-{}^3\text{H}$ -кластеризация  ${}^6\text{He}$  менее вероятна, чем  ${}^3\text{H}-{}^3\text{He}$ -кластеризация  ${}^6\text{Li}$ . Во-вторых, осцилляции угловой зависимости сечения реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{H}$  выражены более чётко, чем для реакции  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ . Возможно, это говорит о более "чистом" механизме реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{H}$ , отвечающем передаче нулевого углового момента. В-третьих, абсолютные значе-

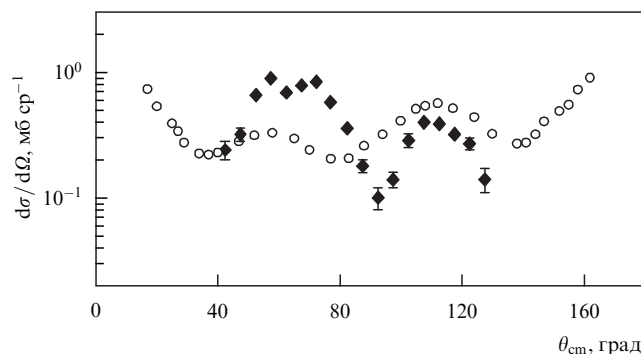


Рис. 34. Сравнение угловой зависимости сечений реакций передачи  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{H}$  и  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ , измеренных в работах [158] (ромбы) и [154] (кружки) соответственно.

ния сечений 2n-передачи, полученные под передними углами в реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{H}$ , больше сечений передачи дейтрона, измеренных под теми же углами для реакции  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ . По-видимому, этот результат обусловлен большими размерами нейтронного гало  ${}^6\text{He}$  по сравнению с размерами более сильно связанной системы  ${}^6\text{Li}$ .

Приведённые выше качественные заключения относительно угловой зависимости сечения реакции  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{H}$  были проанализированы DWBA-расчётами, выполненными в [157, 158]. Проведённый анализ приводит к следующим выводам:

1. Трёхтельная конфигурация  $\alpha$ -n-n-ядра  ${}^6\text{He}$  имеет вес, близкий к 100 %.
2.  ${}^3\text{H}$ - ${}^3\text{H}$ -кластеризация  ${}^6\text{He}$  проявляется значительно слабее по сравнению с  ${}^3\text{H}$ - ${}^3\text{He}$ -конфигурацией в ядре  ${}^6\text{Li}$ .

## 5.2. Изучение структуры ${}^6\text{He}$

### в реакциях квазисвободного рассеяния

Реакция квазисвободного рассеяния (КСР) предоставляет уникальную возможность для экспериментального изучения внутренних корреляций, свойственных связанным ядерным системам. Механизм реакции КСР предполагает взаимодействие с отдельными нуклонами или кластерами, связанными в изучаемой системе, в то время как остаток ядра, который принято называть спектатором, не участвует во взаимодействии и сохраняет особенности движения, характерного для связанного состояния. Квазисвободный механизм взаимодействия доминирует при энергиях более 100 МэВ на нуклон, что обусловлено малостью длины волны частицы-зонда по сравнению с характерным размером исследуемого ядра. Тем не менее в работе [159] показано, что для лёгких слабосвязанных ядер с ярко выраженной кластерной структурой, расположенных на границе нуклонной стабильности, квазисвободный механизм является основным типом взаимодействия и при значительно меньших энергиях. В работе [159] изучались корреляции двух валентных нейтронов ядра  ${}^6\text{He}$  в реакции КСР мишенного ядра  ${}^4\text{He}$  на  $\alpha$ -частице, связанной в  ${}^6\text{He}$ , при энергии налетающей частицы 25 МэВ на нуклон.

Теоретическое описание механизма реакции в рамках приближения плоских волн предполагает факторизацию  $T$ -матрицы, что соответствует наличию двух независимых вершин в диаграмме реакции. Одна из вершин описывается амплитудой свободного  $\alpha$ - $\alpha$ -рассеяния, а другая — волновой функцией  ${}^6\text{He}$ . Соответствие угловых распределений  $\alpha$ - $\alpha$ -рассеяния в системе их центра масс результатам расчётов, проведённых с учётом предположения о факторизации  $T$ -матрицы, означает, что спектатор не является участником взаимодействия и его импульсное распределение в системе центра масс  ${}^6\text{He}$  соответствует его движению в исходном ядре.

В результате измерений в работе [159] показано, что события, соответствующие квазисвободному рассеянию, локализуются в соответствующей области фазового пространства и хорошо отделяются от фоновых событий. На рисунке 35 приведено импульсное распределение спектатора в системе центра масс налетающего  ${}^6\text{He}$ . События, отвечающие механизму КСР, группируются в области начала координат ( $p_{2n}^y = 0$  и  $p_{2n}^z = 0$ ), что соответствует скорости спектатора, равной скорости налетающего ядра.

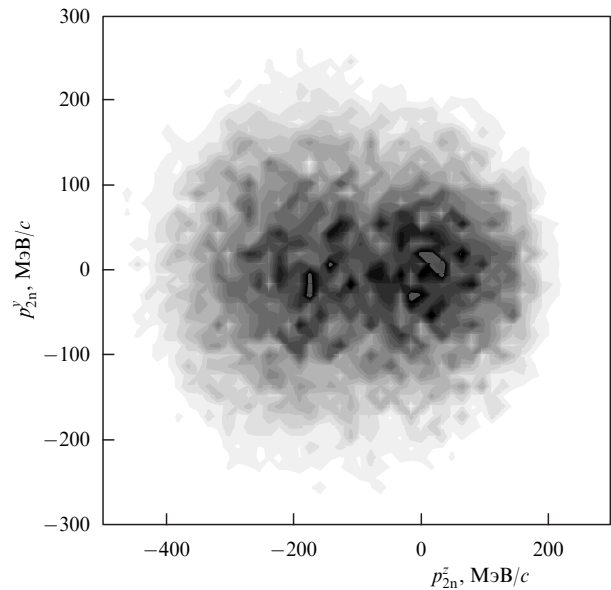


Рис. 35. Импульсное распределение спектатора (два нейтрона) в системе центра масс налетающего  ${}^6\text{He}$  в реакции квазисвободного рассеяния ( $\alpha, 2n$ ).

В работе [159] впервые были получены детальные экспериментальные данные для реакции КСР с несвязанным спектатором, состоящим из двух нейтронов. Хорошо известные из теории и весьма характерные импульсные корреляции двух нейтронов в  ${}^6\text{He}$  впервые наблюдались экспериментально. На рисунке 36 показано распределение по гиперуглу:

$$\tan \theta_x = \sqrt{\frac{E_{nn}}{E_{\alpha-2n}}}.$$

Отчётливо заметная асимметрия этого распределения является результатом вклада в спектр динейтронной (малые значения гиперугла) и сигарообразной (большие

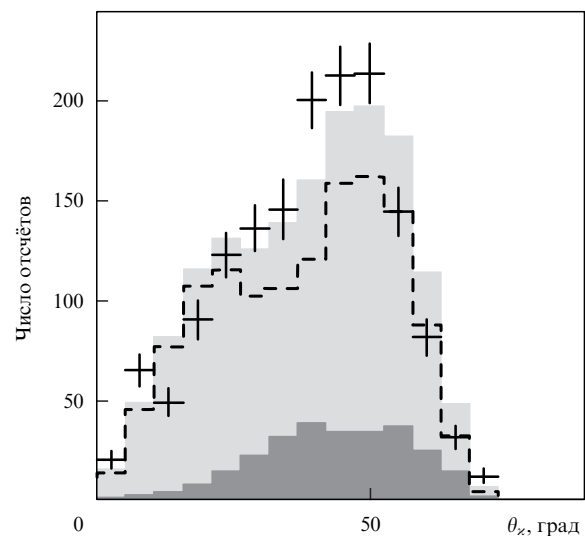


Рис. 36. Распределение событий по гиперуглу  $\theta_x$ , полученное в реакции квазисвободного рассеяния  ${}^6\text{He}$ . Число отсчётов в гистограмме приводится для интервалов в  $5,3^\circ$ .



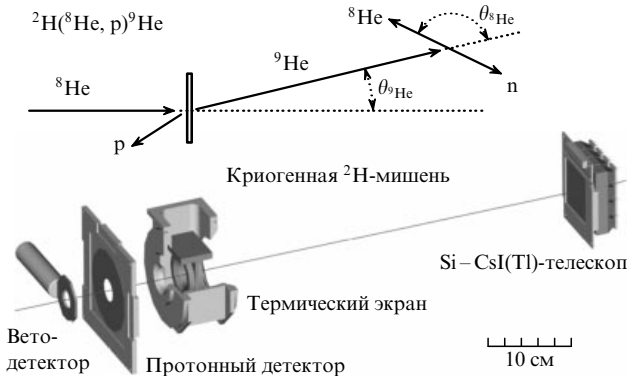
значения гиперугла) компонент трёхтельной волновой функции  ${}^6\text{He}$  (см. рис. 11).

**5.3.  ${}^9\text{He}$ : однозначная идентификация спектра**

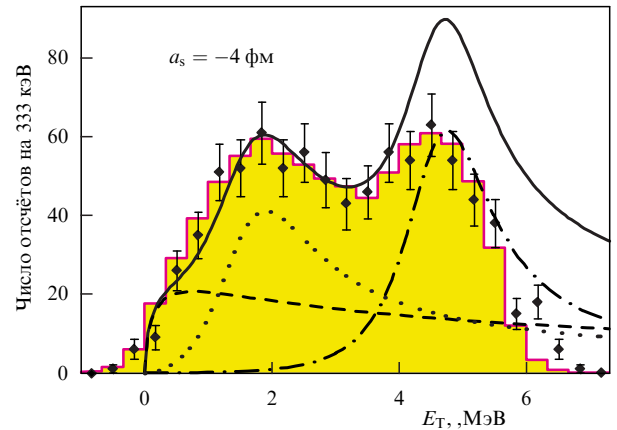
Результаты изучения ядра  ${}^9\text{He}$  в реакции передачи  $d({}^8\text{He}, p)$  [135], с одной стороны, затрагивают одну из самых проблемных и интересных лёгких систем, а с другой — являются показательными с точки зрения использования корреляционного метода в прямых реакциях. В разделе 2.2 указывалось, что для состояний непрерывного спектра, распадающихся с испусканием частиц, можно по угловым корреляциям однозначно идентифицировать спин-чётность, если: 1) реакция происходит в специальной кинематике (нулевая геометрия); 2) в распаде участвуют бесспиновые частицы. В  ${}^9\text{He}$  оказалась возможной однозначная идентификация спектра, несмотря на то что использовалась не нулевая геометрия и передавалась частица со спином.

До появления работы [135] существовало два проблемных момента, связанных с изучением спектра  ${}^9\text{He}$ . В работах [160–162] были получены согласующиеся результаты, помещавшие состояние  $p_{1/2}$  при энергии  $E_T = 1,1–1,3$  МэВ, а состояние  $p_{3/2}$  — при энергии  $E_T = 2,2–2,4$  МэВ. При этом оба состояния имеют весьма малую ширину:  $\Gamma < 0,1$  МэВ и  $\Gamma < 0,7$  МэВ соответственно. Такая интерпретация данных вызывает вопросы, так как в  ${}^8\text{He}$  подоболочка  $p_{3/2}$  заполнена и ожидается, что основное  $p_{1/2}$ -состояние  ${}^9\text{He}$  будет одночастичным, а значит, широким, а состояние  $p_{3/2}$  из более высокой оболочки должно быть отделено от него по энергии на несколько МэВ. Другой проблемный момент связан с ограничением на длину рассеяния  $a_s < -10$  фм в  $s_{1/2}$ -состоянии  ${}^9\text{He}$ , полученным в работе [163]. Столь большая отрицательная длина рассеяния означает, что состояние с  $l = 0$  является почти связанным и в терминах модели оболочек щель между  $p$ - и  $s$ - $d$ -оболочками почти отсутствует. Такие аномальные свойства  ${}^9\text{He}$  не находят поддержки в теории (см., например, [164]).

Схема эксперимента [135] показана на рис. 37. Ядро  ${}^8\text{He}$  с энергией  $\approx 25$  МэВ на нуклон налетает на криогенную дейтериевую мишень и подхватывает нейтрон, заселяя состояния ядра  ${}^9\text{He}$ . Протон отдачи летит в направлении назад в лабораторной системе координат и регистрируется кольцевым детектором. Регистрация в совпадении с ним  ${}^8\text{He}$ , летящего в направлении вперёд, позволяет восстановить полную кинематику реакции.



**Рис. 37.** Схема эксперимента [135] по изучению ядра  ${}^9\text{He}$  в реакции передачи  $d({}^8\text{He}, p)$ .



**Рис. 38.** Подгонка спектра  ${}^9\text{He}$  теоретическими кривыми. Вклады состояний  $1/2^+$ ,  $1/2^-$  и  $5/2^+$  показаны штриховой, пунктирной и штрихпунктирной кривыми соответственно. При подгонке учтены эффекты экспериментальной установки.

Спектр  ${}^9\text{He}$  имеет два широких пика (рис. 38). Правый склон высокоэнергетического пика, связанный с кинематическим обрезанием, не позволяет судить о его реальной форме. Узких низколежащих состояний не видно. Энергетическое разрешение эксперимента не очень велико — около 400 кэВ. Может ли быть так, что из-за этого мы не видим узких резонансных пиков?

Ответ на этот вопрос даёт корреляционный анализ. Угловые распределения  ${}^8\text{He}$  в системе, связанной с переданным импульсом, показаны на рис. 39. В результате выполнения алгебраических преобразований в рамках теории углового момента оказывается, что рис. 38 и 39 допускают только одну интерпретацию в терминах интерференции состояний  $s$ ,  $p$  и  $d$ . Все возможные корреляционные функции для трёх состояний с различными  $l$  приведены ниже:

$$x = \cos \theta_{s\text{He}}, \quad A_{l'} = |A_l| |A_{l'}|, \quad \phi_{l'} = \arg(A_l A_{l'}),$$

$$W(s_{1/2}, p_{1/2}, d_{5/2}) \sim 4A_{00} + 4A_{11} + 3(1 - 2x^2 + 5x^4) A_{22} + 8x A_{10} \cos \phi_{10} + 4\sqrt{3} x(5x^2 - 3) A_{12} \cos \phi_{12}. \quad (32)$$

$$W(s_{1/2}, p_{1/2}, d_{3/2}) \sim 2A_{00} + 2A_{11} + (1 + 3x^2) A_{22} + 4x A_{10} \cos \phi_{10} + 2\sqrt{2}(3x^2 - 1) A_{20} \cos \phi_{20}, \quad (33)$$

$$W(s_{1/2}, p_{3/2}, d_{5/2}) \sim 4A_{00} + 2(1 + 3x^2) A_{11} + 3(1 - 2x^2 + 5x^4) A_{22}, \quad (34)$$

$$W(s_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2}) \sim 2A_{00} + (1 + 3x^2)(A_{11} + A_{22}) + 2x(9x^2 - 5) A_{12} \cos \phi_{12} + 2\sqrt{2}(3x^2 - 1) A_{20} \cos \phi_{20}. \quad (35)$$

Здесь  $A_l$  — амплитуды заселения состояний с данным  $l$ . Так как в каждом члене данное  $l$  встречается только один раз, указание  $l$  эквивалентно указанию  $j$ . Из рисунка 39 видно, что угловое распределение в нижнем энергетическом диапазоне почти изотропно, что требует доминирования  $s$ -волны. Описание распределения в верхнем энергетическом диапазоне требует доминирования полинома Лежандра с  $l > 1$ , т.е.  $d$ -волны. Распределения

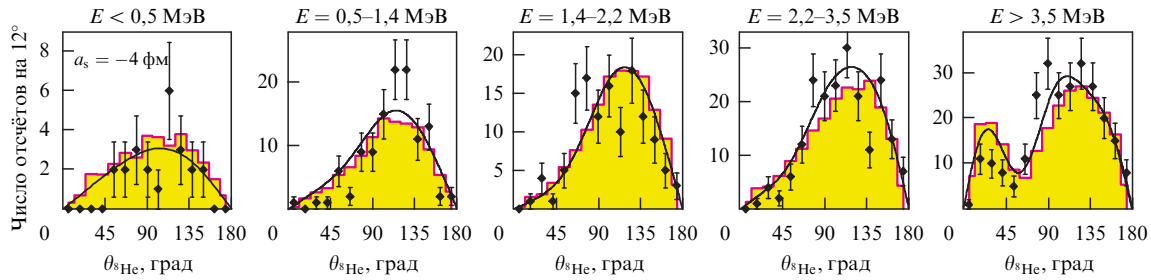


Рис. 39. Угловые распределения  ${}^8\text{He}$  в системе центра масс  ${}^9\text{He}$ , связанной с переданным импульсом, в разных диапазонах энергии возбуждения  ${}^9\text{He}$ . Отсчёт числа событий нормирован на угловой диапазон  $12^\circ$ . Кружками с отрезками ошибок показаны экспериментальные данные, сплошная кривая соответствует результатам теории, гистограмма — результат МК-симуляции.

имеют асимметрию вперёд/назад как для области s-волны, так и для области d-волны. Такая асимметрия может быть связана только с интерференцией с состояниями, имеющими противоположную чётность (p-волной). В интерференционных функциях (32)–(35) асимметричный член ( $\propto x$ ,  $\propto x^3$ ) присутствует *одновременно* для p–s- и p–d-интерференции только в уравнении (32). Таким образом, характер данных и особенности алгебры углового момента для данной реакции привели нас к однозначному заключению о чередовании уровней в  ${}^9\text{He}$ :  $s_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $d_{5/2}$ .

Наша интерпретация спектра  ${}^9\text{He}$  требует только наличия широких одночастичных состояний (см. рис. 38), что является самым простым и естественным предположением. Данные исключают наличие сильного  $s_{1/2}$ -состояния с большой отрицательной длиной рассеяния,  $a_s < -20$  фм, и лучше всего фитируются при  $a_s \sim -4$  фм. Надо также отметить, что теоретическое изучение свойств  ${}^{10}\text{He}$  [62, 108] показывает, что наблюдаемое положение основного состояния  ${}^{10}\text{He}$  накладывает жёсткие ограничения на свойства низколежащих одночастичных состояний  ${}^9\text{He}$ . Так, отрицательные значения  $a_s$  в соответствии с этим анализом практически исключены [108].

Отметим, что выполненные после [135] эксперименты [165, 166] не создали нового качества в понимании ядра  ${}^9\text{He}$ . Эксперимент [165] оказался чувствителен в основном к свойствам состояния  $s_{1/2}$ . Полученная в нём длина рассеяния  $a_s = -(3,2 - 3,6)$  фм подтверждает выводы [135] об отсутствии в этой системе большой отрицательной длины рассеяния. Присвоенные в [165] свойства состояний отрицательной чётности  ${}^9\text{He}$  совершенно произвольны и не поддержаны никакой процедурой идентификации спин-чётности. Работа [166] выполнена с использованием той же реакции  $d({}^8\text{He}, p)$ , что и в [135], и практически при той же энергии пучка. Однако в [166] получены сильно отличающиеся от данных [135] результаты анализа. Мы рассматриваем их как произвольные, поскольку набранная статистика была в несколько раз ниже, чем в [135], а идентификация спин-чётности (угловое распределение центра масс  ${}^9\text{He}$  при очень низкой статистике) не представляется убедительной.

#### 5.4. ${}^5\text{H}$ : основное состояние и спектр

Изотоп  ${}^5\text{H}$  был открыт в ЛЯР ОИЯИ в 2001 г. в коллаборации с Национальным исследовательским центром "Курчатовский институт" (НИЦ КИ), RIKEN и GANIL [167]. Использовалась реакция  $p({}^6\text{He}, 2p){}^5\text{H}$  выбивания протона из  ${}^6\text{He}$  на криогенной водородной мишени (см. раздел 4.4). Наблюдался достаточно широ-

кий ( $\Gamma \approx 2$  МэВ) резонанс при энергии  $E_T = 1,7$  МэВ относительно трёхчастичного  ${}^3\text{H}-n-n$ -порога.

Последующие эксперименты [168–170] дали очень противоречивые результаты (рис. 40). В работе [169] спектр инвариантной массы  ${}^5\text{H}$  получен в реакции выбивания протона из  ${}^6\text{He}$  (240 МэВ на нуклон) на углеводе. Энергия и ширина основного состояния оценены в  $\sim 3$  и  $\sim 6$  МэВ соответственно. В работе [170] спектр  ${}^5\text{H}$  получен как недостающая масса для реакции поглощения пиона  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pt){}^5\text{H}$ . Этот спектр имеет слабо выраженный пик при  $E_T = 5,4$  МэВ с  $\Gamma = 5,6$  МэВ. В работе [168], выполненной на установке АКУЛИНА, использовался альтернативный подход к исследованию  ${}^5\text{H}$  — реакция передачи двух нейтронов от трития  ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, p){}^5\text{H}$ . Результаты этой работы согласуются с результатами [167] по энергии основного состояния  $E_T = 1,8$  МэВ, но получена аномально малая ширина,  $\Gamma < 0,5$  МэВ, не согласующаяся также с теоретическими предсказаниями. Ни в одной из перечисленных работ не было возможности идентификации спин-чётности состояний  ${}^5\text{H}$ .

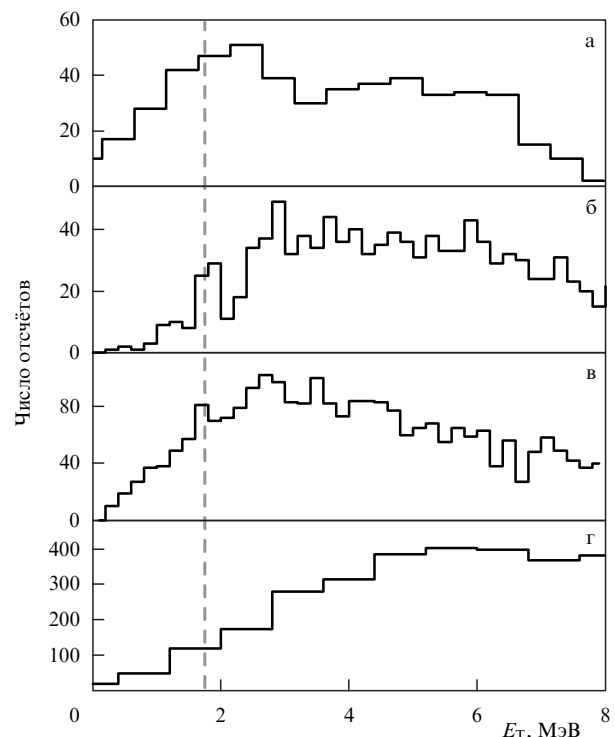


Рис. 40. Спектры  ${}^5\text{H}$  из работ [167] (а), [168] (б), [169] (в), [170] (г), предшествовавших [133].

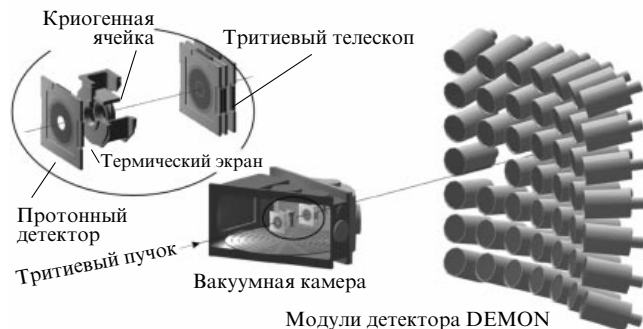


Рис. 41. Схема эксперимента [133, 134] по изучению  ${}^5\text{H}$  в реакции  ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, p){}^5\text{H}$ .

С теоретической точки зрения, распад  ${}^5\text{H}$  относится к демократическим распадам (см. раздел 3.5). Для достаточно большой энергии распада, 2–3 МэВ, теоретические предсказания также дают весьма большие значения ширины:  $\Gamma > 1$  МэВ [105]. Для столь короткоживущих систем резонансные состояния в непрерывном спектре начинают перекрываться, а сам спектр и корреляции начинают зависеть от механизма реакции [106, 107].

Разрешить экспериментальные противоречия и надёжно идентифицировать низколежащий спектр  ${}^5\text{H}$  стало возможным в результате корреляционных измерений, выполненных в эксперименте [133, 134]. В этих работах использовалась также реакция  ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, p){}^5\text{H}$ , но в другой кинематике, отличающейся от кинематики в [168] (рис. 41). Протон отдачи регистрировался в направлении назад, а тритий — в направлении вперёд в лабораторной системе. Регистрация одного из нейтронов в переднем конусе с помощью нейтронного детектора DEMON обеспечивала восстановление полной кинематики реакции. При этом относительно широкий угловой диапазон регистрации для протонов в лабораторной системе транслируется в весьма узкий конус ( $< 7^\circ$ ) в системе центра масс. Это наводит на мысль, что кинематика данной реакции близка к "нулевой геометрии" (см. раздел 2.2). И действительно в этой реакции были получены весьма чётко выраженные корреляционные спектры.

Спектр  ${}^5\text{H}$ , полученный в эксперименте [133, 134] (рис. 42), совершенно бесформенный: он монотонно возрастает с увеличением энергии вплоть до  $\approx 4$  МэВ (дальнейшее его убывание является эффектом инструментального обрезания). Оказывается, это связано со слабым заселением основного  $1/2^+$ -состояния  ${}^5\text{H}$ , и выделить его вклад на фоне вклада высоколежащих состояний становится возможным только в результате анализа корреляций.

Пример влияния вклада основного состояния  ${}^5\text{H}$  на корреляционную картину приведён на рис. 43. Хотя спектр на рис. 42 не даёт никаких шансов выделить основное состояние, его проявление в корреляциях не вызывает каких-либо сомнений. Другим результатом изучения корреляций стала демонстрация того, что широкий пик (ориентировочно при энергии  $E_T \approx 4,5$ – $5,0$  МэВ), от которого мы пока могли наблюдать только левое крыло, является смесью почти вырожденных состояний  $3/2^+$  и  $5/2^+$  — такой дублет возникает при связи спина трития с состоянием  $2^+$  валентных нуклонов.

Удивительно малая ширина основного состояния  ${}^5\text{H}$ , полученная в [168] (см. рис. 40), также нашла объяснение в

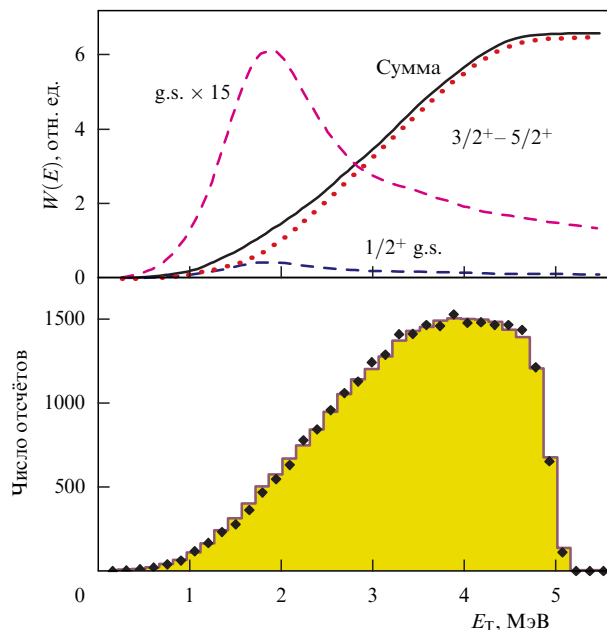


Рис. 42. Спектр  ${}^5\text{H}$ .  $W(E)$  — вероятность заселения состояний. (Из работ [133, 134].)

работе [134]. Из-за регистрации продуктов реакции в узком угловом диапазоне в работе [168] наблюдался, по-видимому, не сам резонансный пик основного состояния, а интерференционная картина с вышележащими возбуждениями, которая может иметь гораздо меньшую визуальную ширину. Такой эффект удалось воспроизвести для данных [134], полученных с намного большим акцептансом, искусственно вводя геометрические обрезания.

Ситуация с  ${}^5\text{H}$  показывает, что способность идентифицировать спин-чётность может оказаться ключевой при изучении состояний непрерывного спектра нейтронно-избыточных систем. Такие состояния обычно оказываются довольно широкими и перекрывающимися. При заселении их в различных реакциях получаются кардинально различающиеся спектры, и в этих условиях спектр возбуждения сам по себе может не нести достаточной информации. Более того, при регистрации в ограниченных угловых диапазонах спектры могут искажаться до неузнаваемости вследствие интерференции состояний с различными  $J^\pi$ .

### 5.5. ${}^{10}\text{He}$ , или конец магии оболочек

В разделах 5.3 и 5.4 показано, как корреляционные измерения, специфические для прямых реакций при промежуточных энергиях, делают возможным надёжную идентификацию спин-чётности для состояний двухчастичного и трёхчастичного непрерывного спектра. В рассмотренных экспериментах анализ основывался на данных с довольно большой статистикой. На примере гораздо более сложного случая ядра  ${}^{10}\text{He}$  мы покажем, что такая информация может быть получена и для весьма экзотических систем, заселяемых с предельно низкой интенсивностью.

Гелий-10 на протяжении более полувека продолжает привлекать интерес как теоретиков, так и экспериментаторов, подавая надежду на получение уникального, исключительного результата. Ожидание такого резуль-

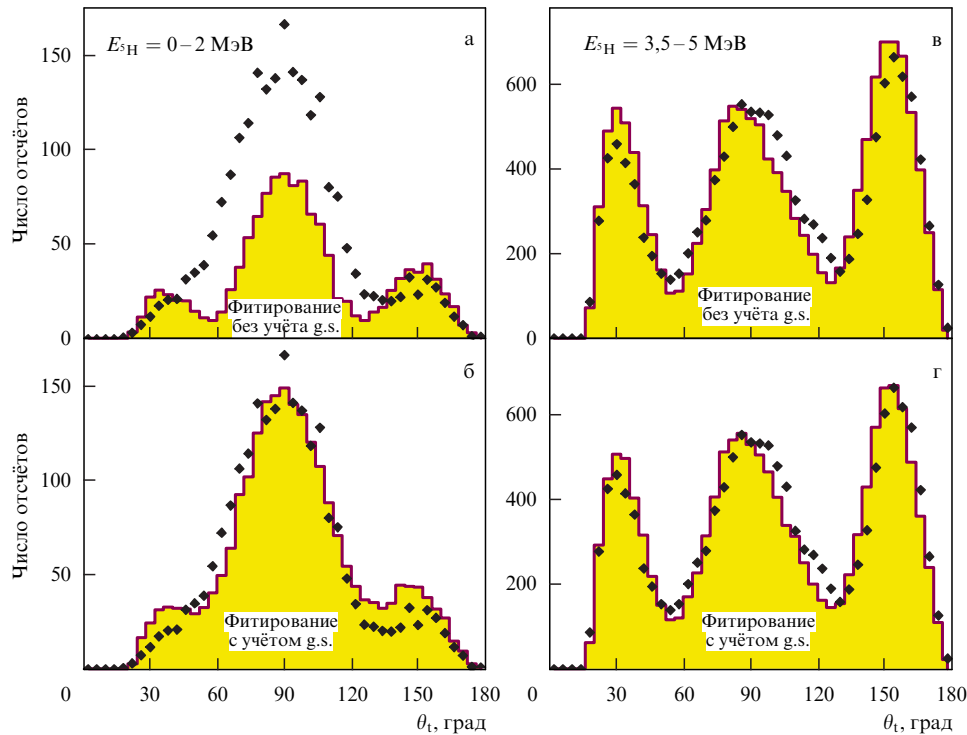


Рис. 43. Угловые распределения трития в системе центра масс  ${}^5\text{H}$ , связанной с направлением переданного импульса. (Из работы [134].)

тата возникло вследствие прямого переноса на  ${}^{10}\text{He}$  закономерностей, свойственных ядрам, расположенным вблизи линии  $\beta$ -стабильности. Согласно модели оболочек  ${}^{10}\text{He}$  является легчайшим (после  ${}^4\text{He}$ ) дважды магическим ядром. Предполагалось, что замкнутость ядерных оболочек приведёт к стабильности ядра относительно эмиссии нейтронов или, в случае его нестабильности, повлияет на степень "недосвязанности" основного состояния  ${}^{10}\text{He}$  и его ширину. Интерес к проблеме усиливается тем обстоятельством, что  ${}^{10}\text{He}$  характеризуется предельно высокой насыщенностью нейтронами и наибольшим после водорода-7 отношением  $N/Z$ .

${}^{10}\text{He}$  был открыт в 1994 г. А.А. Коршенинниковым с коллегами [171].  ${}^{10}\text{He}$  наблюдался как достаточно широкий ( $\Gamma \sim 1,2$  МэВ) резонанс с  $E_T = 1,2(3)$  МэВ над порогом испускания двух нейтронов. Вскоре после открытия  ${}^{10}\text{He}$  одна из статистически сомнительных особенностей в его спектре была идентифицирована [172] как узкое (0,3 МэВ) основное состояние с энергией около 1 МэВ. Несмотря на то что в последующих работах [165, 173, 174] наблюдались уже только широкие состояния с энергией 1–1,5 МэВ, сформировалось довольно устойчивое мнение, что все полученные результаты хорошо согласуются между собой. Надо отметить, что в работах [165, 171, 173, 174]  ${}^{10}\text{He}$  был получен в реакциях выбивания протона из  ${}^{11}\text{Li}$  и  $\alpha$ -частицы из  ${}^{14}\text{Be}$ . Оказалось, что для такого способа заселения  ${}^{10}\text{He}$  возможна другая интерпретация, связанная с механизмом реакции [92, 108].

В наших экспериментах [136, 137] ядро  ${}^{10}\text{He}$  получалось в реакции передачи двух нейтронов от тритона изотопу  ${}^8\text{He}$ . Система регистрации была аналогична использовавшейся в экспериментах по изучению  ${}^5\text{H}$  [134] и  ${}^9\text{He}$  [135]. Тритий, охлаждённый до температуры 26 К, бомбардировался ионами  ${}^8\text{He}$  с энергией 21,5 МэВ на нуклон. Протоны отдачи, испущенные в направлении,

противоположном направлению пучка, регистрировались кольцевым кремниевым детектором, установленным перед мишенью.  ${}^8\text{He}$ , продукт распада  ${}^{10}\text{He}$ , регистрировался квадратным телескопом, установленным за мишенью. Детальное описание системы регистрации содержится в [137].

Эксперимент [136] дал удивительные результаты. Статистика, полученная в нём, оказалась недостаточной для того, чтобы установить энергию основного состояния  ${}^{10}\text{He}$ , но достаточной, чтобы утверждать, что при  $E_T \sim 1,2$  МэВ его нет, однако оно есть где-то выше. Последующий эксперимент [137] позволил подтвердить это наблюдение и определить энергию основного состояния  ${}^{10}\text{He}$  как  $E_T \approx 2,2(2)$  МэВ. Противоречие с предыдущими данными получило объяснение в работах [92, 108]. В случае реакций выбивания для заселения  ${}^{10}\text{He}$  используются ядра на границе стабильности, которые являются ядрами с гало. Валентные нуклоны гало имеют узкие распределения в импульсном пространстве. Если бы  ${}^{10}\text{He}$  был долгоживущим резонансом, то этот факт не оказывал бы влияния на его наблюдаемый спектр. Однако ширина основного состояния  ${}^{10}\text{He}$ ,  $\Gamma > 1$  МэВ, достаточно велика. Информация о начальной конфигурации валентных нуклонов в этом случае не успевает утратиться за время распада и индуцирует низкоэнергетический сдвиг всего спектра. Первыми результатами работ [136, 137] являются, таким образом, пересмотр энергии основного состояния  ${}^{10}\text{He}$  и важное предостережение, касающееся изучения систем за границей стабильности в весьма распространённых сейчас реакциях выбивания при высокой энергии.

В результате измерений [137] были получены также угловые и энергетические корреляции продуктов распада  ${}^{10}\text{He}$ . При анализе данных были сделаны предположения, аналогичные обсуждавшимся в разделе 2.2: а) орбиталь-

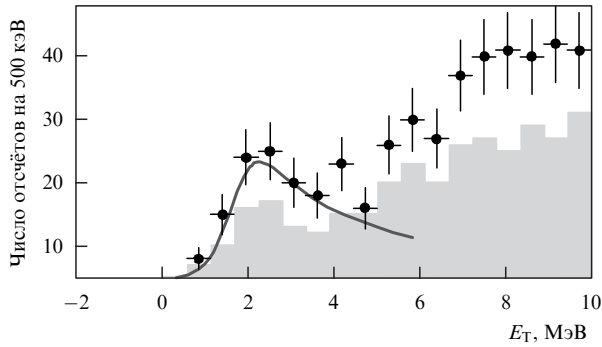


Рис. 44. Спектр недостающей массы  $^{10}\text{He}$  (см. пояснения в тексте).

ный момент  $^{10}\text{He}$  выстроен относительно переданного момента  $\mathbf{q}$ ; б) суммарный спин динейтрона  $S$  равен нулю; в) испущенные нейтроны взаимодействуют в конечном состоянии. Последнее условие соответствует малому значению параметра  $\varepsilon = E_{nn}/E_T$ .

На рисунке 44 показан спектр недостающей массы  $^{10}\text{He}$ , полученный при условии совпадений протона с  $^8\text{He}$ . Кружками с отрезками ошибок показаны все события, серая гистограмма соответствует событиям, удовлетворяющим условию  $\varepsilon < 0,5$ . В обоих спектрах отчётливо виден широкий пик с максимумом при энергии около 2 МэВ. Выше по энергии спектр является плавным и не содержит особенностей, которые могли бы свидетельствовать о заселении возбуждённых состояний  $^{10}\text{He}$ .

Вместе с тем в спектре недостающей массы  $^{10}\text{He}$  были обнаружены три диапазона, каждый из которых характеризуется ярко выраженными угловыми и энергетическими корреляциями. На рисунке 45 показаны угловые распределения  $^8\text{He}$  в системе центра масс (ЦМ)  $^{10}\text{He}$  относительно направления  $\mathbf{q}$ , полученные при  $\varepsilon < 0,5$ . Эти распределения хорошо согласуются с предположением о том, что при малых значениях  $\varepsilon$  происходит квазибинарный распад  $^{10}\text{He}$  на частицы с нулевыми спинами. Угловые распределения  $^8\text{He}$  хорошо описываются с помощью простой формулы, представляющей собой когерентную сумму трёх полиномов Лежандра,

$$w = (AP_0(x) + B\sqrt{3}P_1(x) + C\sqrt{5}P_2(x))^2 + D^2, \quad (36)$$

где подгоночные параметры  $A$ ,  $B$  и  $C$  — амплитуды компонент ВФ, содержащих  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волны, а с помощью амплитуды  $D$  учитывается общий вклад состояний  $^{10}\text{He}$ , которые суммируются некогерентно.

Равномерное угловое распределение при  $E_T < 3,5$  МэВ свидетельствует, что в этом энергетическом диапазоне доминирует основное состояние  $^{10}\text{He}$  со спином и чётностью  $J^\pi = 0^+$ . Неожиданным оказался результат идентификации двух возбуждённых состояний:  $1^-$  в диапазоне  $4,5 < E_T < 6$  МэВ и  $2^+$  при  $E_T > 6$  МэВ, хотя для ядер с замкнутыми оболочками/подоболочками типичной является обратная ситуация, в которой первый возбуждённый уровень имеет спин-чётность  $J^\pi = 2^+$ . Этот результат показывает, что  $^{10}\text{He}$  является ещё одним примером нарушения обычных закономерностей заполнения оболочек в ядрах на границе стабильности, и подтверждает ранее полученные свидетельства об этом явлении в таких ядрах, как  $^{12}\text{Be}$  [175]. Популярное изложение этого вопроса дано также в [6].

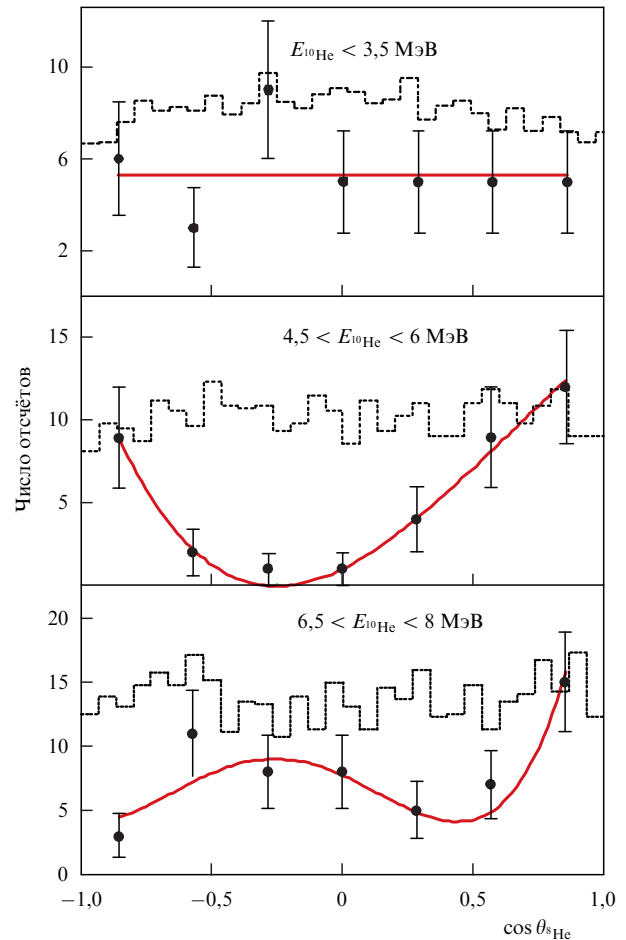


Рис. 45. Угловые распределения  $^8\text{He}$  в системе центра масс  $^{10}\text{He}$  относительно направления переданного момента  $\mathbf{q}$  для разных диапазонов энергии  $^{10}\text{He}$ . Гистограммы отражают эффективность регистрации.

### 5.6. $^6\text{Be}$ : изовекторная мягкая дипольная мода

Изучение корреляций в распадах ядра  $^6\text{Be}$  в 1970-х – 1980-х годах привело к формулировке концепции *демократического распада* (см. раздел 3.5). Однако затем последовал период забвения, длившийся почти 20 лет. Техника эксперимента за это время значительно усовершенствовалась. Изучение распадов  $^6\text{Be}$  на новом экспериментальном уровне продолжилось в работах [46, 63]. Отметим, что результаты по  $^6\text{Be}$ , полученные в этих работах, явились побочным продуктом исследования реакции  $^{10}\text{Be}(p, n)^{10}\text{C}$ . При рассмотрении канала распада возбуждённых состояний  $^{10}\text{C}$  на четыре фрагмента  $2\alpha - 2p$  оказалось, что такой распад идёт с доминирующим заселением основного  $0^+$ -состояния  $^6\text{Be}$  благодаря взаимодействию в конечном состоянии. В работах [46, 63] получены интересные результаты по структуре  $^6\text{Be}$  и динамике трёхчастичного распада. Данные [46] были получены в целом случайно и в узком энергетическом окне (заселялось только основное состояние), но стала понятной необходимость возврата к более детальному и целенаправленному изучению этого ядра.

Первая попытка не оказалась успешной. Эксперимент [176] использовал установку, вносящую огромные искажения в спектры. Низкое качество МК-моделирования не позволило корректно учесть эти искажения (см. обсуждение моделирования в разделе 2.3). Группа установки

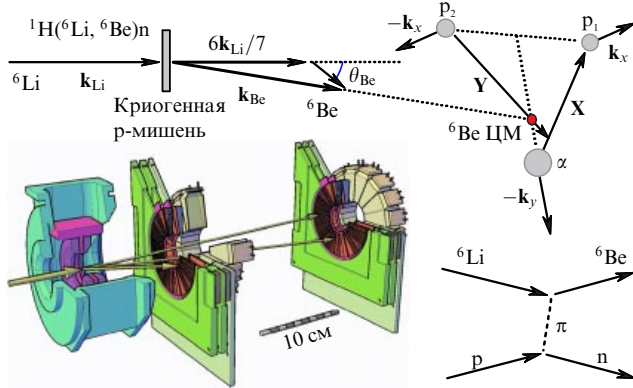


Рис. 46. Схема эксперимента [101] по изучению  ${}^6\text{Be}$  в реакции перезарядки  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$ .

АКУЛИНА решила принять участие в развернувшемся "научном соревновании", исследуя  ${}^6\text{Be}$  в реакции зарядового обмена  ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$ . Следует отметить, что почти одновременно с нашими результатами были опубликованы результаты исследований  ${}^6\text{Be}$  в NSCL в реакции выбивания протона из  ${}^7\text{Be}$ . В этой работе детально изучена динамика распада состояний  ${}^6\text{Be}$  при довольно значительных энергиях возбуждения, вплоть до  $E_T \sim 15$  МэВ. В частности, было установлено, что в  ${}^6\text{Be}$ , вопреки общим ожиданиям, не происходит перехода от трёхчастичного механизма распада к чисто последовательному даже для больших энергий распада,  $E_T \sim 10$  МэВ [47].

Экспериментальная установка работы [101] схематично показана на рис. 46. В эксперименте используется пучок стабильных ядер  ${}^6\text{Li}$ , что позволяет отказаться от пособытийной идентификации всех входящих частиц, а использовать установку АКУЛИНА как монохроматор для улучшения качества первичного пучка. Перезарядка  ${}^6\text{Li}$  осуществляется на криогенной водородной мишени. Нейтроны из перезарядки движутся в широком угловом диапазоне в направлении назад, что делает невозможной их эффективную регистрацию. Полная кинематика реакции восстанавливается из регистрации тройных совпадений  $\alpha - p - p$ . Два последовательных кольцевых телескопа перекрывают угловые диапазоны  $3^\circ - 8^\circ$  и  $10^\circ - 24^\circ$ , позволяя восстанавливать инвариантную массу  ${}^6\text{Be}$  в широком энергетическом диапазоне (0,7–15 МэВ).

Результаты исследований  ${}^6\text{Be}$  на установке АКУЛИНА сопоставимы по качеству с результатами [47], но они были использованы для физических заключений в другой области. Основным качественным результатом явилось осознание важности особой совокупности механизма реакции и динамики непрерывного спектра, охарактеризованного в работе [101] как *изовекторная мягкая дипольная мода* (ИВМДМ). Из рисунка 47 видно, что кроме хорошо известных резонансных  $0^+$ - и  $2^+$ -состояний  ${}^6\text{Be}$  интенсивно заселяется также область  $E_T > 4$  МэВ. При этом интегральная интенсивность её заселения примерно в три раза превышает интенсивность заселения низколежащих резонансных состояний, которые, казалось бы, должны давать основной вклад в сечение реакции. В более ранних работах [177, 178] этот вопрос не ставился, а сам спектр  $E_T > 4$  МэВ аппроксимировался фазовым объёмом. Несколько версий, связанных как с гипотетическими состояниями  ${}^6\text{Be}$ , так и с

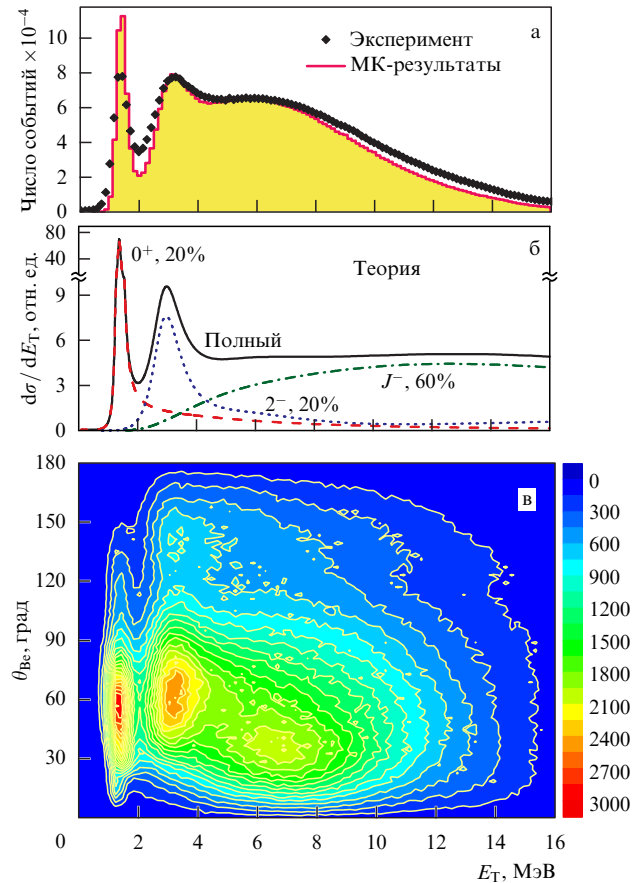


Рис. 47. (В цвете онлайн.) (а) Спектр  ${}^6\text{Be}$ , полученный в эксперименте [101], и результаты МК-симуляций. (б) Результаты теоретических расчётов, являющиеся входными данными для МК-симуляций. (в) Распределение событий  ${}^6\text{Be}$  во всём диапазоне углов в системе центра масс реакции в зависимости от энергии  $E_T$  внутри системы  ${}^6\text{Be}$ .

различными механизмами реакции, рассматривается в работах [179–181] (см. обсуждение в [101]). Высокое качество данных [101] позволяет прояснить этот вопрос, предлагая унифицированное объяснение спектра в области  $E_T > 4$  МэВ (см. рис. 47) как проявление ИВМДМ. В отличие от МДМ, эта мода базируется не на основном состоянии ядра (основное состояние  ${}^6\text{Be}$  само по себе является короткоживущим резонансом) — ИВМДМ построена на пространственно обширной конфигурации ядра-предшественника  ${}^6\text{Li}$  в изоспиновом канале. Из рисунка 47в хорошо видно, что максимум углового распределения  ${}^6\text{Be}$  с  $E_T > 4$  МэВ лежит при углах, меньших, чем максимум для  $2^+$ -состояния. На этом рисунке максимум  $0^+$ -состояния не информативен, так как определяется эффективностью установки. Детальные МК-симуляции (см. раздел 2.3) позволяют установить, что максимум ИВМДМ лежит между пиками для  $0^+$ - и  $2^+$ -состояний, как и предсказывается для  $\Delta L = 1$ , т.е. для структур с отрицательной чётностью (рис. 48).

В этом примере ярко проявляется свойство *мод ядерного возбуждения*. Для определённых механизмов реакций они способны порождать более интенсивное заселение, чем *резонансные процессы*. С точки зрения методики, мы видим, как корреляционные измерения с высокой статистикой дают возможность разрешать ранее недоступные проблемы.

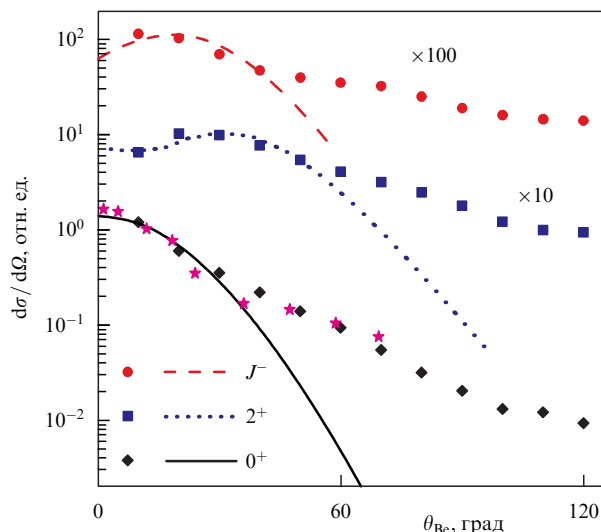


Рис. 48. Угловые распределения в системе центра масс реакции для различных состояний  ${}^6\text{He}$  в сравнении с результатами расчётов в PWIA. Приведено также угловое распределение для состояния  $0^+$  (звезды) из работы [177], выполненной в аналогичных экспериментальных условиях.

### 5.7. ${}^8\text{He}$ : $2^+$ -состояние и мягкая дипольная мода

Наряду с  ${}^6\text{He}$ , ядро  ${}^8\text{He}$  относится к классическим галоядрам. Сам по себе  ${}^8\text{He}$  известен более 50 лет — с 1965 г. Это ядро является борромиевской системой относительно  ${}^6\text{He}$  с энергией отделения двух нейтронов  $S_{2n} = 2,14$  МэВ. Однако валентные нуклоны в  ${}^6\text{He}$  связаны слабее,  $S_{2n} = 0,973$  МэВ, в результате чего  ${}^8\text{He}$  имеет кластеризацию не из трёх фрагментов,  ${}^6\text{He}-n-n$ , а из пяти,  ${}^4\text{He}-n-n-n-n$  (четырёхнуклонное гало), и среднеквадратичный радиус, меньший, чем у  ${}^6\text{He}$  (см. рис. 9). Кажется бы, это ядро должно быть прекрасно изучено. Однако если мы обратимся к стандартной компиляции [182], то увидим, что энергия первого возбуждённого  $2^+$ -состояния приводится с очень большой неопределённостью: 2,7–3,6 МэВ.

В работе [136] (которая обсуждалась в разделе 5.5, посвящённом  ${}^{10}\text{He}$ ) был установлен источник этой проблемы и предложена следующая интерпретация низколежащего спектра  ${}^8\text{He}$ . Состояние  $2^+$  находится в  ${}^8\text{He}$  при энергии возбуждения  $E^* = 3,6-3,9$  МэВ (соответствует  $E_T = 1,5-1,8$  МэВ относительно  $2n$ -порога). Такая (относительно большая) энергия квадрупольного возбуждения хорошо согласуется с тем фактом, что ядро  ${}^8\text{He}$  имеет замкнутую подоболочку  $p_{3/2}$ . А самым низколежащим возбуждением в спектре  ${}^8\text{He}$  является  $1^-$  в форме мягкой дипольной моды. Теоретически предсказываемый спектр МДМ в  ${}^8\text{He}$  является довольно широким, с пиком при  $E^* \sim 3$  МэВ ( $E_T \sim 0,9$  МэВ). Так как МДМ очень чувствительна к механизму реакции, она по-разному заселяется в различных реакциях. Если такую смесь подгонять одним пиком, то результат будет сильно изменяться от эксперимента к эксперименту. На рисунке 49 приведены данные из работ [136, 161, 183, 184], указывающие на наличие низкоэнергетических событий на левом склоне ожидаемого  $2^+$ -пика.

Теоретическое объяснение сложившейся ситуации дано в работе [185]. Общее ожидание относительно природы МДМ состоит в том, что это чисто геометрический эффект (см. рис. 13). Из такой интерпретации МДМ

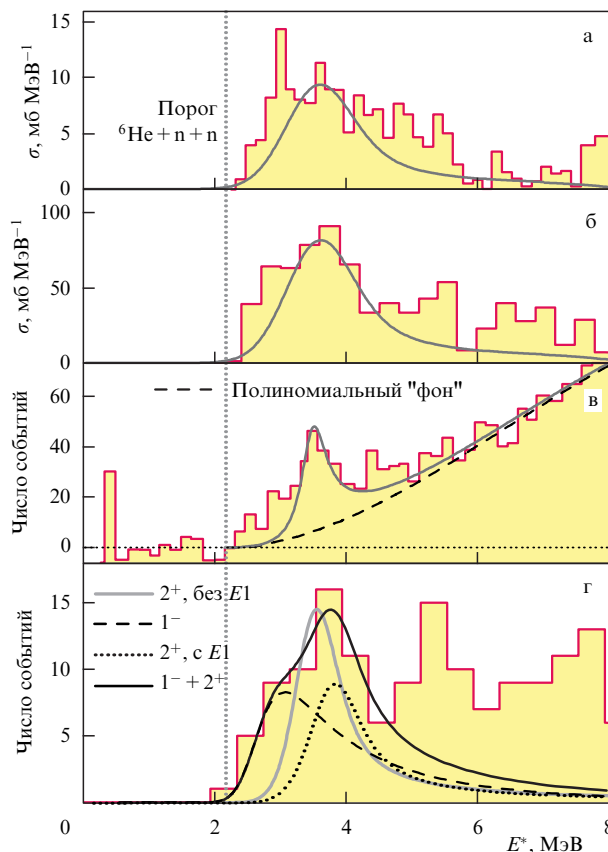


Рис. 49. (В цвете онлайн.) Экспериментальные данные о первом возбуждённом  $2^+$ -состоянии  ${}^8\text{He}$ : (а) [183], (б) [184], (в) [161], (г) [136]. На рисунке г приведены результаты фитирования низкоэнергетической части спектра в предположении, что это или чистое состояние  $2^+$ , или смесь  $2^+$  с МДМ  $1^-$  ( $E1$ -возбуждение).

следует, что чем больше радиус основного состояния, тем более низколежащим оказывается пик МДМ. В  ${}^6\text{He}$  пик МДМ предсказывается и наблюдается при энергии  $E_T \sim 1,1-1,4$  МэВ. Так как  ${}^8\text{He}$  связан относительно  $2n$ -порога гораздо сильнее, чем  ${}^6\text{He}$  ( $E_b = 2,14$  МэВ по сравнению с  $E_b = 0,97$  МэВ), а его волновая функция гораздо компактнее, ожидаемый согласно этой логике пик МДМ в  ${}^8\text{He}$  должен находиться при  $E_T \sim 2$  МэВ. Именно из этого исходили авторы работ [183, 184], приписывая низколежащему спектру  ${}^8\text{He}$  чередование состояний  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $1^-$ . При этом требуется, чтобы состояние  $2^+$  имело аномально низкую энергию,  $E^* = 2,9$  МэВ.

В работе [185] показано, что, помимо геометрии основного состояния, в трёхчастичных системах существует ещё один эффект, качественно влияющий на форму спектра МДМ: зависимость от взаимодействия в конечном состоянии. Для двухчастичного случая мягкой дипольной моды конечное состояние всегда является нерезонансным, поскольку принадлежит другой оболочке, тогда как в трёхчастичном случае свойства МДМ всегда определяются смесью резонансной и нерезонансной динамик (см. рис. 14). С помощью упрощённых полуаналитических методов было показано, что зависимость от энергии  $E_T$  основного состояния подсистемы кор- $n$  способна сильно сдвинуть спектр МДМ в область низких энергий (рис. 50). Дело в том, что для  ${}^8\text{He}$  энергия основного состояния "подсистемы"  ${}^7\text{He}$   $E_T = 0,445$  МэВ намного меньше, чем в подсистеме  ${}^5\text{He}$  для  ${}^6\text{He}$

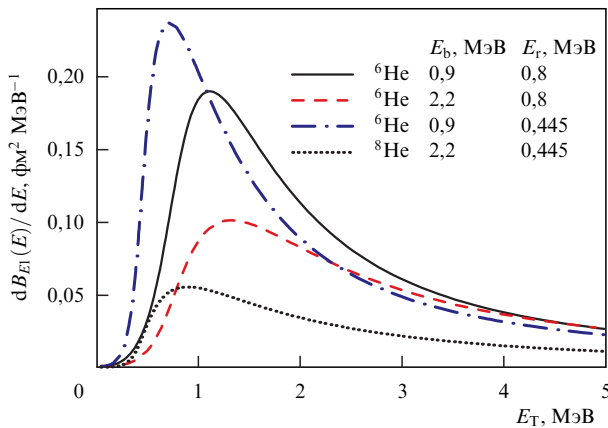


Рис. 50. Зависимость спектра МДМ для трёхчастичных систем от энергии связи исходной системы  $E_b$  и энергии  $E_T$  основного состояния подсистемы кор-п.

( $E_T = 0,9$  МэВ). Таким образом, при переходе от  ${}^6\text{He}$  к  ${}^8\text{He}$  на МДМ действуют две тенденции: возрастание радиуса ВФ увеличивает энергию пика МДМ, а убывание  $E_T$  уменьшает эту энергию. Расчёты показывают, что "побеждает" взаимодействие в конечном состоянии и возникает очень необычная для чётно-чётных лёгких ядер картина с первым возбуждением, имеющим отрицательную чётность.

### 5.8. ${}^7\text{H}$ и проблема 4n-распада

Можно сказать, что система  ${}^7\text{H}$  — это золотое руно для физиков, изучающих лёгкие ядра.  ${}^7\text{H}$  имеет наибольший избыток нейтронов, какой мы вообще можем себе представить: отношение нейтроны/протоны равно 6/1. Перспективность поиска этого ядра в виде узкого низколежащего резонанса и его важность для теории ядерной структуры в целом были обоснованы Я.Б. Зельдовичем [77] ещё в конце 1950-х годов. Однако более чем за столетия эта проблема так и не покорилась исследователям.

Свидетельства о существовании основного состояния  ${}^7\text{H}$  выше  ${}^3\text{H}-4\text{n}$ -порога получены в работах [186, 187] для реакций  ${}^8\text{He}(p, 2p)$  и  ${}^{11}\text{Be}(\pi^-, p^3\text{He})$ . В обоих случаях низкое разрешение экспериментов ( $> 1$  МэВ) и плохие фоновые условия не позволили сделать количественного утверждения о свойствах  ${}^7\text{H}$ . Открытие  ${}^7\text{H}$  было декларировано в работе [188] для реакции  ${}^{12}\text{C}({}^8\text{He}, {}^{13}\text{N})$ . Однако внимательное чтение детальной статьи [189] показывает, что в действительности идентификация конечного состояния в этих работах отсутствует, а наблюдаемые события могут относиться к ряду других изотопов водорода с другими энергиями.

На настоящий момент некоторое многоточие в истории поиска  ${}^7\text{H}$  поставлено работой [190]. Используемая реакция  ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He})$  гораздо выгоднее реакции  ${}^{12}\text{C}({}^8\text{He}, {}^{13}\text{N})$ , применявшейся в [188], и она должна иметь намного большее сечение. Однако, набрав во много раз больший, чем в [188, 189], интеграл тока, авторы [190] не смогли обнаружить основного состояния  ${}^7\text{H}$ . Очевидно, что дальнейший поиск  ${}^7\text{H}$  требует кардинальных мер: нужны либо новые методики, либо значительное увеличение статистики по уже изученным реакциям при одновременном улучшении разрешения.

В эксперименте [122] на установке АКУЛИНА удалось добиться скромного, но содержательного резуль-

тата относительно  ${}^7\text{H}$ . В работе [122] проверялась гипотеза о возможности существования долгоживущего резонанса в системе, распадающейся с одновременным испусканием четырёх нейтронов (см. раздел 3.8). Для заселения  ${}^7\text{H}$  использовалась реакция  ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He})$ . Криогенная ячейка с жидким дейтерием имела очень большую толщину — 56 мм, чтобы пучок  ${}^8\text{He}$  при энергии 20,5 МэВ на нуклон гарантированно полностью поглощался. Ядро  ${}^7\text{H}$  вылетает в этой реакции преимущественно в направлении вперёд, причём в случае формирования долгоживущего (несколько сотен пикосекунд и более) состояния оно относительно свободно проходит оставшуюся толщину ячейки вследствие гораздо меньших ионизационных потерь, чем для пучка  ${}^8\text{He}$ . В этом эксперименте события  ${}^7\text{H}$  не наблюдались. Данный факт накладывает ограничения на совокупность двух величин: времени жизни основного состояния  ${}^7\text{H}$  и сечения его заселения. В работе [122] впервые были сделаны теоретические оценки времён жизни долгоживущих 4n-распадчиков (см. также [24] и рис. 24). На основе систематик сечений реакций  $(d, {}^3\text{He})$  нижний предел энергии распада  ${}^7\text{H}$  в канал  ${}^3\text{H}-4\text{n}$  был оценён в [122] как 50–100 кэВ.

### 5.9. ${}^{17}\text{Ne}$ для астрофизики

Ядро  ${}^{17}\text{Ne}$ , расположенное на границе протонной стабильности, представляет интерес для исследований по целому ряду причин. Необычная структура этого ядра связана с наличием низколежащих одночастичных протонных орбиталей  $2s_{1/2}$  и  $1d_{5/2}$ , находящихся в области непрерывного спектра. Наличие слабосвязанных валентных протонов и близость состояний континуума с противоположной чётностью могут привести к появлению мягкой моды дипольного возбуждения, которая подразумевает концентрацию силы дипольного перехода в околопороговой области. Как показано в работе [191], это явление может носить как резонансный, так и нерезонансный характер, что требует экспериментальной проверки.

Несомненный интерес представляет первое возбуждённое состояние  $J^\pi = 3/2^-$  с энергией 1288 кэВ, которая всего на 344 кэВ превышает порог двухпротонного распада  ${}^{17}\text{Ne} \rightarrow {}^{15}\text{O} + 2p$ , причём канал однопротонного распада энергетически запрещён. Другими словами, первое возбуждённое состояние является кандидатом на роль истинного двухпротонного распадчика в случае, если эта ветка распада может конкурировать с  $\gamma$ -распадом в основное состояние ядра  ${}^{17}\text{Ne}$ . Мода распада первого возбуждённого состояния ядра  ${}^{17}\text{Ne}$  представляет также большой интерес с точки зрения астрофизики.

Прежде всего, определение ширины 2p-распада первого возбуждённого уровня  ${}^{17}\text{Ne}$   $3/2^-$  представляет интерес для теории, объясняющей динамику этого процесса (см., например, работы [71, 90, 91, 95, 96, 192]). По-видимому, эта проблема также имеет значение для теории нуклеосинтеза. Дочернее ядро  ${}^{15}\text{O}$ , образующееся при 2p-распаде  $3/2^-$ -уровня  ${}^{17}\text{Ne}$ , представляет собой точку ожидания для CNO-цикла нуклеосинтеза в горячем и плотном звёздном веществе. Реакция  ${}^{15}\text{O}(2p, \gamma){}^{17}\text{Ne}$  рассматривалась авторами [96] как возможный обходной путь для этой точки. А в работе [95] показано, что ширина  $3/2^-$ -состояния  ${}^{17}\text{Ne}$  является критически важной величиной для определения вероятности 2p-захвата ядром  ${}^{15}\text{O}$  в CNO-цикле. В работе [90] дана консервативная оценка парциальной ширины 2p-распада  $3/2^-$ -уровня  ${}^{17}\text{Ne}$ :



$\Gamma_{2p} \sim 5 \times 10^{-14}$  МэВ, и высказано предположение об ошибочности аналогичных оценок работы [192], давших для указанного отношения в 1000 раз большее значение. Была предпринята серия попыток обнаружения слабой ветви 2p-распада  $3/2^-$ -состояния  $^{17}\text{Ne}$ , которая установила предел  $\Gamma_{2p} < 2,5 \times 10^{-11}$  МэВ [193, 194].

На установке АКУЛИНА разработан и реализован метод [130], позволяющий существенно повысить чувствительность эксперимента и тем самым либо обнаружить редкую ветку распада, либо понизить предел парциальной ширины 2p-распада  $^{17}\text{Ne}$  от ранее достигнутого уровня до значений  $\Gamma_{2p} \leq 1 \times 10^{-13}$  МэВ. В перспективе этот предел, сравнимый с оценкой  $\Gamma_{2p} \sim 5 \times 10^{-14}$  МэВ, сделанной в работе [95], может быть в 250 раз ниже предела, достигнутого в [194].

Выбор реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$  при энергии  $E(^{18}\text{Ne}) = 34,5$  МэВ на нуклон [130] определялся тем, что в реакции нейтронного подхвата с наибольшим сечением должны заселяться основное ( $1/2^-$ ) и первое возбуждённое ( $3/2^-$ ) состояния, поскольку эти процессы отвечают захвату нейтрона из соответствующих оболочек. Заселение вышележащих состояний ( $5/2^-$  (1764 кэВ) и  $1/2^+$  (1908 кэВ)) может проходить по меньшей мере по двухступенчатому механизму, и следует ожидать заметно меньших поперечных сечений. Кинематика этой реакции очень удобна для реализации так называемого метода измерения комбинированной массы, т.е. определения энергий и углов вылета дейтронов и двух протонов. Однако двухпротонный распад первого возбуждённого состояния может конкурировать с доминирующим  $\gamma$ -распадом в основное состояние. Дублет вышележащих состояний с вероятностью 100 % испытывает двухпротонный распад либо последовательный, через промежуточное состояние ядра  $^{16}\text{F}$ , либо непосредственно в основное состояние ядра  $^{15}\text{O}$ . Близость по энергии этих протонов к искомым протонам из распада первого возбуждённого состояния накладывает жёсткие требования на энергетическое разрешение эксперимента и фоновые условия.

Результаты опыта, состоящего из двух частей, показаны на рис. 51. Сначала проводились измерения с тонкой водородной мишенью с целью определения сечения заселения основного и первых возбуждённых состояний  $^{17}\text{Ne}$  методом недостающей массы. Энергетическое разрешение при регистрации дейтронов кольцевым кремниевым телескопом в диапазоне углов  $5^\circ - 10^\circ$  составляло 350 кэВ (ПШПВ), что позволяло провести однозначную идентификацию всех уровней. С целью поиска двухпротонного распада первого возбуждённого состояния  $^{17}\text{Ne}$  дейтроны, зарегистрированные круглым телескопом, отбирались при условии совпадения с протонами, которые детектировались квадратным телескопом, расположенным на оси пучка. Для повышения статистики толщина водородной мишени увеличивалась в несколько раз, при этом результирующее разрешение оставалось достаточно высоким (ПШПВ менее 300 кэВ), поскольку организация совпадений дейтронов с двумя протонами отвечала условию полного кинематического эксперимента. Основная часть событий в спектре комбинированной массы связана с заселением и распадом дублета состояний  $5/2^-$  (1764 кэВ) и  $1/2^+$  (1908 кэВ). В наиболее интересной области спектра,  $\approx 1300$  кэВ, были обнаружены три события, которые можно отнести как к распаду первого возбуждённого

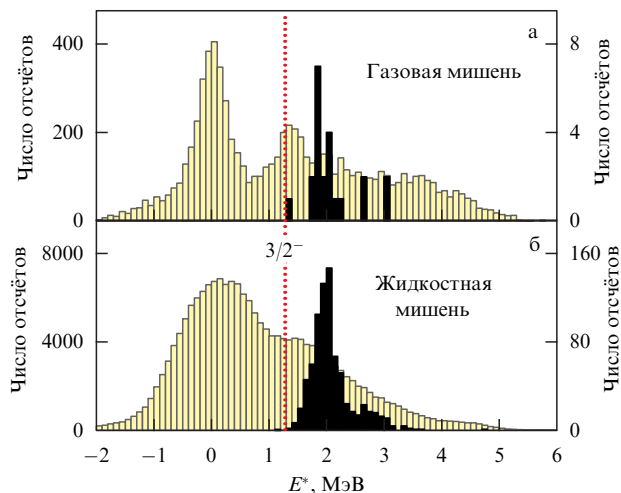


Рис. 51. Спектры недостающей (светлая гистограмма, левая шкала) и комбинированной (чёрная гистограмма, правая шкала) массы для заселения  $^{17}\text{Ne}$  в реакции  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)$  на тонкой (а) и толстой (б) мишенях. Вертикальная пунктирная прямая показывает энергию состояния  $3/2^-$ .

состояния, так и к фону (второй протон мог образоваться в результате взаимодействия ядра  $^{15}\text{O}$  с материалом фильтра, расположенного непосредственно перед квадратным телескопом). При предположении, что одно событие является фоновым, в результате анализа данных был установлен новый верхний предел отношения  $\Gamma_{2p}/\Gamma_\gamma < 1,3 \times 10^{-4}$ , который в 30 раз ниже предела в [194].

Важным итогом измерений является вывод о перспективности метода. Дальнейшее понижение предела в 50 и более раз представляется возможным на установке АКУЛИНА-2, где фон будет подавляться благодаря спектрометру нулевого угла (см. раздел 6.1).

### 5.10. Поиск изотопа $^{26}\text{S}$

Поиск новых изотопов в области лёгких ядер проводится, как правило, на установках, гораздо более мощных, чем АКУЛИНА. Однако в области от магния до аргона существует пробел, который начинает заполняться только сейчас. Это позволило провести поисковый эксперимент по обнаружению протонно-избыточного изотопа  $^{26}\text{S}$ . Согласно базе данных Брукхейвенской национальной лаборатории [1], до 2011 г. считалось, что время жизни  $^{26}\text{S}$  должно составлять несколько микросекунд, а информация о дефекте масс и возможных каналах распада основного состояния этого нуклида вовсе отсутствовала. Исходя из систематик можно было ожидать, что изотоп  $^{26}\text{S}$  является долгоживущим двухпротонным распадчиком. После экспериментов, проведённых на установке АКУЛИНА, и углублённого теоретического анализа данных [94] итоговая таблица о свойствах  $^{26}\text{S}$  приобрела новый вид (табл. 3).

Таблица 3. Текущая информация из базы данных [1] о состояниях  $^{26}\text{S}$

$E$	$J^\pi$	$A$ , МэВ	$T_{1/2}$	Канал распада
0	$0^+$	27,0790 сист.	$< 79$ нс	2p

Экспериментальная методика заключалась в регистрации всех продуктов фрагментации, образовавшихся в реакции  $^{32}\text{S}$  (50,3 МэВ на нуклон) + Ве (92,4 мг  $\text{см}^{-2}$ ), и обнаружения среди них  $^{26}\text{S}$  при настройке сепаратора на режим максимальной трансмиссии ядер с аналогичным соотношением  $A^{5/2}/Z^{3/2}$  в конечную фокальную плоскость F4. Расчётное время пролёта изотопа  $^{26}\text{S}$  на базе F1–F4 с учётом энергетических потерь в мишени, клине (Ве 92,4 мг  $\text{см}^{-2}$ ) и пластика составляло около 314 нс. Это на четыре порядка меньше, чем время жизни  $^{26}\text{S}$  по данным NNDC (National Nuclear Data Center) до 2011 г. Идентификация фрагментов проводилась посредством ( $\Delta E$ – $E$ )-измерений кремниевым телескопом, а также по времени пролёта на прямолинейном участке F3–F4.

Для получения информации о времени жизни  $^{26}\text{S}$  сепаратор последовательно настраивался на максимальную трансмиссию известных изотопов серы  $^{29}\text{S}$ ,  $^{28}\text{S}$  и  $^{27}\text{S}$  с целью измерения выходов этих ядер и спутанных изотопов с таким же значением параметра  $A^{5/2}/Z^{3/2}$  и последующего построения систематики выходов всех ядер в зависимости от величины  $Q_{\text{react}}$ . Экстраполяция полученной систематики (рис. 52) в область  $^{26}\text{S}$  и  $^{25}\text{P}$  (согласно данным [195] предел  $T_{1/2} < 30$  нс) указывала на число ожидаемых событий  $\sim 16$  и  $\sim 360$  соответственно. В опыте не было обнаружено ни одного события, отвечающего регистрации данных изотопов. С использованием распределения Пуассона с уровнем достоверности 63% для регистрации одного события был установлен новый предел периода полураспада  $^{26}\text{S}$  —  $T_{1/2} < 79$  нс, в то время как для  $^{25}\text{P}$  было получено значение  $T_{1/2} < 38$  нс, которое хорошо согласуется с литературными данными.

Теоретический анализ свойств ядра  $^{26}\text{S}$  и его подсистем  $^{24}\text{Si}$ ,  $^{25}\text{P}$  проводился в рамках приближения RMF (Relativistic Mean Field). Метод, предложенный в работах [58, 61, 120], получил дальнейшее развитие — в нём стала учитываться структура многочастичной системы при расчётах трёхчастичного распада. Результаты этих расчётов позволили оценить вероятность 2p-распада для  $^{26}\text{S}$ . Совместный анализ теоретических и экспериментальных данных о времени жизни позволил установить ограничение на энергию двухпротонного распада

$Q_{2p} > 640$  кэВ. В предположении, что основной веткой распада  $^{26}\text{S}$  является эмиссия одного протона, был получен предел  $Q_{2p} > 230$  кэВ энергии распада этого ядра. Для системы  $^{25}\text{P}$  аналогичный анализ позволил установить ограничение  $Q_p > 110$  кэВ.

Для дальнейшего экспериментального исследования свойств  $^{26}\text{S}$  требуется технология, позволяющая расширить диапазон  $T_{1/2}$  вплоть до нескольких пикосекунд. Один из таких подходов может быть основан на измерении распадов на лету (см. [9] и раздел 6.3), который наиболее эффективен при высоких энергиях пучка РИ ( $E/A > 200$  МэВ на нуклон). Другой подход может быть основан на изучении реакции передачи, например  $p(^{28}\text{S}, t)^{26}\text{S}$  при энергии  $E(^{28}\text{S}) > 40$  МэВ на нуклон, с регистрацией всех продуктов в выходном канале. Этот эксперимент стоит в списке первоочередных на установке АКУЛИНА-2 (см. раздел 6.1).

## 6. Реализуемые и перспективные проекты

Часть проектов, представленных ниже, вполне материализованы, их реализация идёт по плану, и начало их научного функционирования — только вопрос времени. Другие проекты относятся скорее к возможным в далёкой перспективе. Их реализация потребует значительного финансирования и привлечения самых компетентных специалистов. Мы надеемся, что материалы этого раздела, которые показывают реальные научные возможности в области пучков РИ у нас в стране, послужат стимулом для обсуждения перспективного развития в этой области.

### 6.1. АКУЛИНА-2

Намерения и мотивация строительства нового фрагмент-сепаратора в ЛЯР ОИЯИ были изложены [3] в 2008 г. В работе [3] приведены результаты расчёта ионной оптики и схема размещения установки в зале ускорителя У-400М. На основании этого документа было подготовлено техническое задание на выполнение работ и начался поиск фирмы-изготовителя. В итоге в 2011 г. был заключён контракт с французской фирмой Sigmaphi [196] на комплексное изготовление оборудования (все магниты с источниками питания и вакуумной системой), его монтаж и запуск. Установка была полностью построена в начале 2015 г., и летом 2015 г. состоялся её технический пуск. По результатам тестов было установлено, что технические характеристики магнитных элементов соответствуют значениям, представленным в проекте [197].

На рисунке 53а показан план размещения установки АКУЛИНА-2 в здании ускорителя У-400М, а на рис. 53б приведены фотографии элементов этой установки внутри зала У-400М на момент монтажа. В таблице 4 проведено сравнение основных характеристик работающих и перспективных фрагмент-сепараторов в мировых центрах исследования РИ. Дополнительная информация о зарубежных центрах приведена в разделе 1.4.

Важная роль в этом проекте отводится спектрометру нулевого угла. Дипольный магнит D3, установленный позади фокальной плоскости F5 (рис. 54) на расстоянии 40–60 см от мишени, обеспечит высокую точность определения импульса продуктов реакции с  $Z = 1 - 30$ , вылетающих в направлении вперёд. Ядра с избытком протонов, полученные в прямых реакциях на мишени,

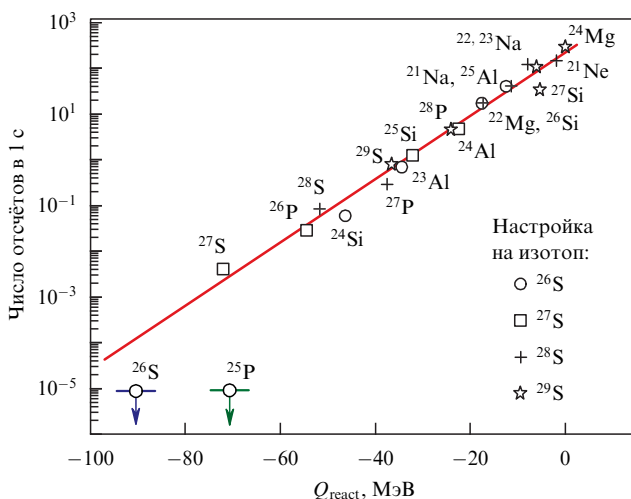
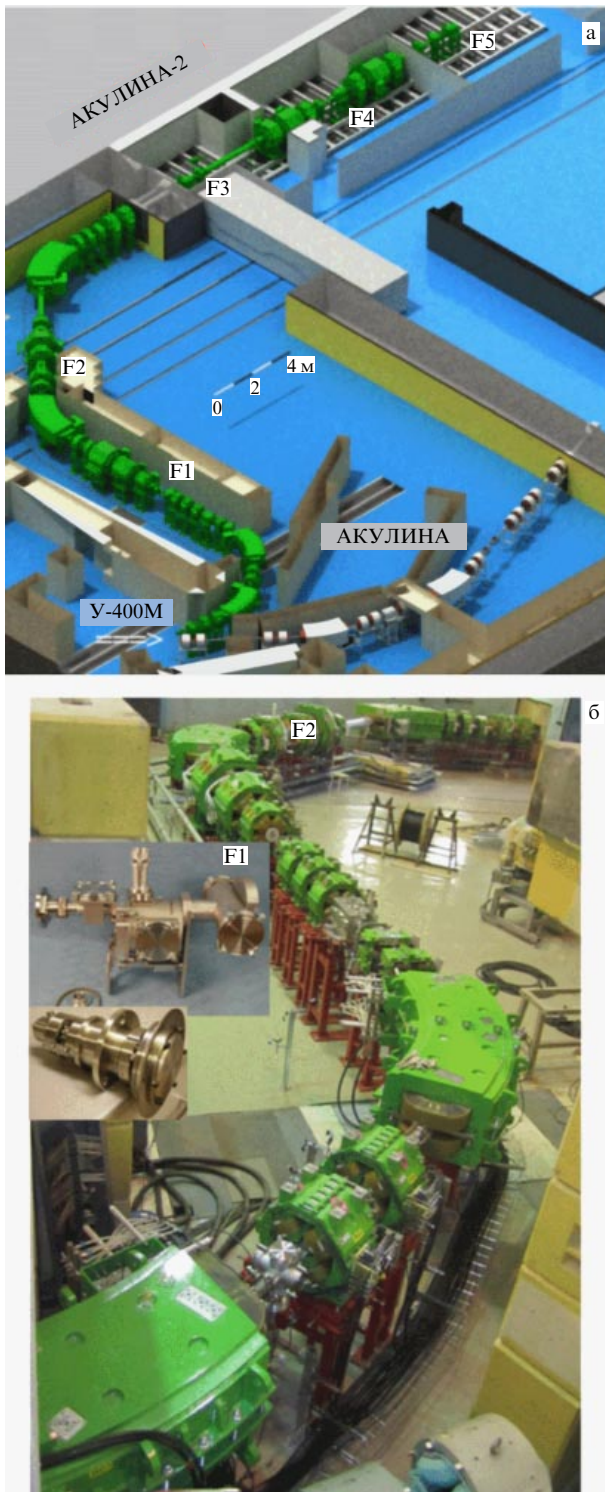


Рис. 52. Систематика выходов различных ядер в реакции фрагментации как функция энерговыделения реакции  $Q_{\text{react}}$ .



**Рис. 53.** (а) Схема размещения установок АКУЛИНА и АКУЛИНА-2 в здании ускорителя У-400М. (б) Вид установки АКУЛИНА-2 в зале ускорителя У-400М. На вставке в левой части фотографии показаны камера производящей мишени для установки в плоскости F1 и охлаждаемый водой узел вращения мишени.

содержащей изотопа водорода или гелия, движутся вперёд в узком конусе около оси налетающего пучка РИ. Распадаясь на лету в течение короткого промежутка времени ( $\ll 10^{-10}$  с), эти ядра, как правило, испускают один или два протона. Ядро-остаток, а также вылетевшие из него протоны с вероятностью 20–60 % проходят

через зазор магнита D3. Учитывая, что точка вылета ядра из мишени известна с точностью не хуже 1 мм, достаточно обеспечить такую же точность определения координат частиц перед входом в магнитный зазор и в двух следующих за выходом из зазора плоскостях, отстоящих друг от друга на 1–2 м. Таким образом, импульсы трёх частиц будут измерены с точностью  $\sim 0,1\%$ , в результате с хорошей точностью будет определена инвариантная масса: разрешение по инвариантной массе составит не более 100 кэВ, а ошибка её определения — порядка 10 кэВ при умеренно высокой статистике. Работа с дипольным магнитом D3 значительно расширяет также возможности изучения ядер в окрестности границы самопроизвольного испускания нейтронов. При этом заряженные продукты реакции отклоняются и регистрируются в стороне от оси пучка, а нейтроны, испущенные при распаде этих ядер, проходят через широкий магнитный зазор и с достаточно высокой вероятностью регистрируются системой сцинтилляционных детекторов, установленных на расстоянии 3–4 м от мишени в окрестности нулевого угла. Для таких реакций ошибка измерения инвариантной массы составит не более 300 кэВ.

Первые эксперименты на новом сепараторе станут возможными начиная с 2016 г. Программа исследований с пучками РИ, которая включает в себя дальнейшее развитие установки, предусматривает: 1) запуск спектрометра нулевого угла D3 в F5 (согласно контракту с фирмой SigmaPhi — в середине 2016 г.); 2) изготовление и запуск ВЧ-фильтра на участке F3–F4 в 2017 г.; 3) создание нового газо-вакуумного комплекса для работы с криогенными мишенями, включая тритиевую (после 2017 г.).

## 6.2. Пользовательский центр на базе АКУЛИНА-2

Крупные мировые исследовательские центры РИ в наше время работают в режиме пользовательских центров. Для конкретного эксперимента нужен пучок РИ и массивное научное оборудование предоставляется научным центром в режиме "научного сервиса" обычно по решению РАС (Program Advisory Committee) — представительного международного совета. Это позволяет формировать установку для конкретного эксперимента из крупных модулей по принципу "лего". Замысел и планирование эксперимента, изготовление уникальных инструментов и обработка данных ложатся на "гостей".

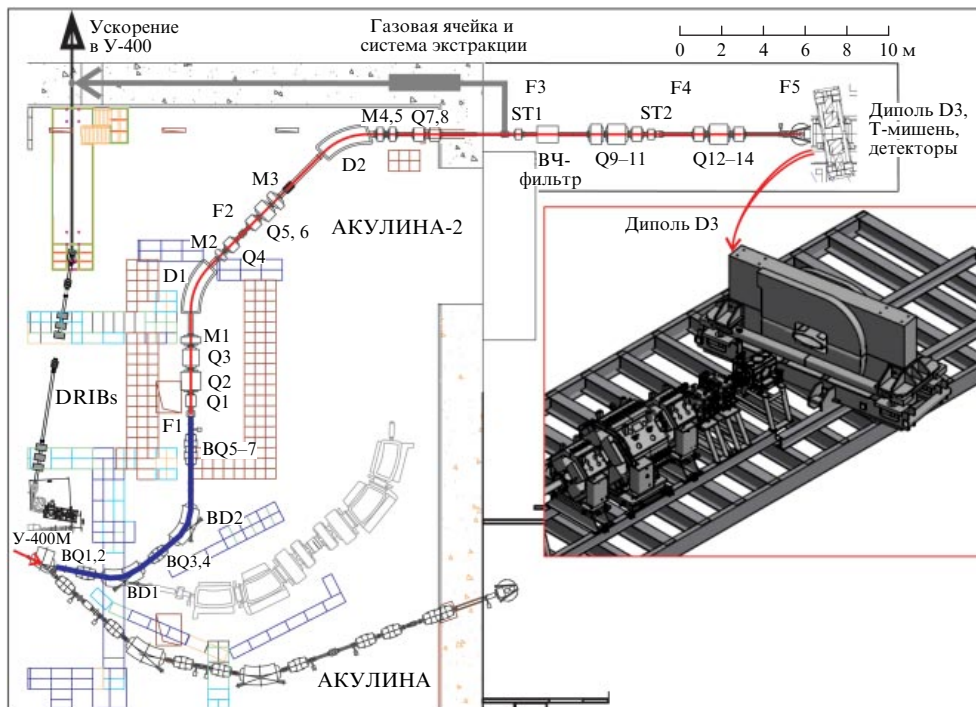
Пользовательские центры обеспечивают все преимущества индустриального подхода к организации эксперимента: конвейер из экспериментов позволяет эффективно использовать пучковое время, рационально осуществлять разделение труда и сосредоточение средств на ключевых направлениях при строительстве и эксплуатации массивных инструментов. Группам, проводящим эксперимент, более нет необходимости поддерживать всю экспериментальную инфраструктуру (дорогостоящую, но в основном тривиальную), и они могут уделять гораздо больше времени совершенствованию уникальных приборов и анализу данных.

Важнейшим аспектом функционирования пользовательских центров являются обширная коллаборация и доступность исследовательской инфраструктуры. Благодаря доступности научной инфраструктуры стираются различия между представлениями о центре и периферии: исследователям из периферийных научных организаций

**Таблица 4.** Характеристики сепараторов для получения пучков РИ методом на лету.  $\delta_p = \Delta p/p$  — импульсный акцептанс,  $p/\Delta p$  — разрешающая способность по импульсу частиц, получаемая в ахроматической плоскости (F3 и F4 для АКУЛИНА и АКУЛИНА-2 соответственно) при ширине объектной щели 1 мм в плоскости F1

Характеристики	ACC	ACC-2	LISE3	A1900*	ARIS*	RIPS	BigRIPS*	FRS	SuperFRS*
	FLNR–JINR		GANIL	MSU–NSCL		RIKEN		GS1–FAIR	
$\Delta\Omega$ , мср	0,9	5,8	1,0	8,0	8,0	5,0	8,0	0,32	5,0
$\delta_p$ , %	2,5	6,0	5,0	5,5	5,5	6,0	6,0	2,0	5,0
$p/\Delta p$	1000	2000	2200	2915	4000	1500	3300	8600	3050
$V\rho_{\max}$ , Тл м	3,2	3,9	3,2–4,3	6,0	8,0	5,76	9,0	18	18
Длина, м	21	38	19(42)	55	70	21	77	74	140
$E_{\min}$ , МэВ на нуклон	10	5	40	90	100	50	100	220	300
$E_{\max}$ , МэВ на нуклон	40	50	80	160	300	90	350	1000	1500

\* В ионно-оптической системе используются сверхпроводящие магниты.



**Рис. 54.** (В цвете онлайн.) План развития комплекса DRIBs на период 2017–2023 гг. BD1–2 и BQ1–7 — дипольные и квадрупольные магниты первичной линии, D1–2, Q1–14, M1–5 — дипольные, квадрупольные и мультипольные магниты линии вторичного пучка, ST1–2 — отклоняющие катушки в вертикальной плоскости для работы с ВЧ-фильтром. На вставке в правой части рисунка показан дипольный магнит D3, запуск которого намечен на 2016 г.

становится доступным исключительно дорогое оборудование мирового класса. Особенно важной такая возможность является для научной молодёжи, так как пользовательский центр становится местом, где молодые специалисты могут взаимодействовать с лучшими мировыми экспертами в "боевой обстановке".

Многопользовательская идеология в ядерных центрах РИ сильно отличается от коллаборационной работы в физике высоких энергий: там коллаборанты обычно отвечают за узкий технический круг работ, а вопросы целеполагания являются прерогативой "центра". Ядерно-физический эксперимент не достиг масштабов и степени сложности эксперимента в физике высоких энергий, и гостевые эксперименты с РИ обычно являются самостоятельными и независимыми по замыслу работами.

Нам видится возможным доведение установки АКУЛИНА-2 до стандартов пользовательского центра. Основными нерешёнными вопросами здесь являются

повышение стабильности генерации пучков РИ, расширение их номинала и формирование модульного пула массивных инструментов, которые можно рутинно использовать по требованию, и, наконец, упрощение процедур доступа к пучковому времени. Подготовительная работа в этом направлении уже ведётся, а полноценное оформление такой инициативы в рамках ОИЯИ, по видимому, поможет её ускорить.

На установке АКУЛИНА успешно развивается несколько инфраструктурных подпроектов, которые в перспективе могут стать базой для пользовательского центра. Они включают в себя ВЧ-фильтр, газовую ячейку с системой экстракции однозарядных ионов и линию для последующего ускорения, комплекс тритиевой мишени и детекторные системы (см. рис. 54). На вставке рис. 54 показан дипольный магнит D3 (спектрометр нулевого угла). Создаются также детекторы различного назначения. Массивы детекторов нейтронов (на основе стиль-

**Таблица 5.** Ожидаемые интенсивности  $I$  некоторых радиоактивных пучков после модернизации комплекса DRIBs\*

Пучок РИ	${}^6\text{He}$	${}^8\text{He}$	${}^9\text{Li}$	${}^{12}\text{Be}$	${}^8\text{B}$	${}^{16}\text{C}$	${}^{17}\text{F}$	${}^{34}\text{Si}$	${}^{46}\text{Ar}$
$I$ , число частиц в 1 с	$1 \times 10^8$	$3 \times 10^5$	$5 \times 10^5$	$7 \times 10^5$	$3 \times 10^5$	$6 \times 10^5$	$7 \times 10^6$	$2 \times 10^5$	$3 \times 10^5$

\* Предусматривается возможность плавной настройки энергии РИ в диапазоне 5–20 МэВ на нуклон. Степень очистки всех РИ 100 %.

бена) и гамма-квантов (GADAST), находящиеся в процессе количественного наращивания, обсуждались в разделе 4.3. Как важное направление развития рассматривается проект создания массива детекторов заряженных частиц с лучшими доступными на сегодня характеристиками временного и позиционного разрешения.

Основой для работ с пучками РИ является наличие их эффективного источника, т.е. ускорителя тяжёлых ионов. Перспективный план развития комплекса DRIBs на 2017–2023 гг. предусматривает реконструкцию ускорителей У-400 и У-400М, в результате которой станут возможными плавная настройка энергии выводимых ионов и расширение диапазона энергии первичного пучка на У-400М до 60–80 МэВ на нуклон. Одной из главных целей модернизации является получение пучков тяжёлых ионов с атомными номерами  $Z = 3–28$  (от Li до Ni) с энергией до 80 МэВ на нуклон. Предусматривается получение пучков ядер  ${}^{78–86}\text{Kr}$  с энергией 30–35 МэВ на нуклон и пучков более тяжёлых ядер, вплоть до ядер урана с энергией около 10 МэВ на нуклон. В большинстве случаев интенсивность пучков будет достигать значений 0,5–1,0 рпА. Вывод пучка с последней орбиты циклотрона предполагается осуществлять с помощью электростатического дефлектора. Переход от энергии 33–50 МэВ на нуклон, которая типична в настоящее время для пучков У-400М с  $Z = 3–28$ , к энергии 60–80 МэВ на нуклон приведёт к увеличению в 5–20 раз интенсивности радиоактивных пучков сепаратора АКУЛИНА-2 относительно проектной. В то же время толщина мишеней  ${}^1\text{--}^3\text{H}$ ,  ${}^3,4\text{He}$ , облучаемых в экспериментах, может быть увеличена в 3–5 раз. Таким образом, светимость в результате реконструкции ускорителя возрастёт в 15–200 раз по сравнению с проектной для АКУЛИНА-2, что позволяет говорить о достижении в этом случае нового качества функционирования установки.

Установку АКУЛИНА-2 в перспективе можно использовать для получения пучков РИ с помощью ISOL-метода. Для этого должна быть изготовлена и размещена в F3 ячейка газовой экстракции пучка ионов РИ. Модернизация ускорителя У-400 в сочетании с развитием ISOL-технологии на базе установки АКУЛИНА-2 расширит доступный круг задач в низкоэнергетическом диапазоне. В таблице 5 представлены ожидаемые параметры пучков РИ комплекса У-400М–АКУЛИНА–У-400.

### 6.3. Проект EXPERT

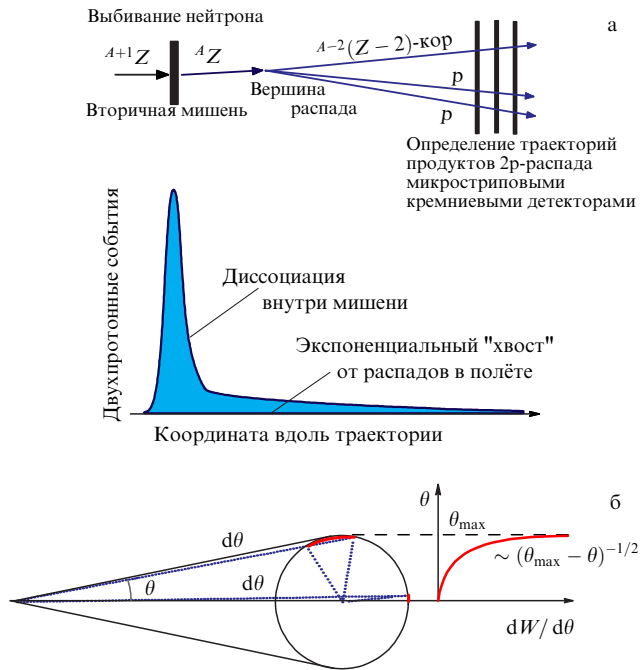
FAIR является проектом масштабного обновления центра GSI в Германии [11]. В FAIR входят четыре основные коллаборации с различными физическими повестками: CBM (Compressed Baryonic Matter — физика плотной барионной материи), APRA (Atomic, Plasma Physics and Applied sciences — атомная физика, физика плазмы и прикладные исследования), PANDA (antiProton ANnihilation at DArmstadt — фабрика антипротонов в Дармштадте). Ядерно-физический компонент FAIR — проект NUSTAR (NUclear STructure,

Astrophysics, Reactions) должен стать самой продвинутой фабрикой РИ в мире благодаря высокой энергии первичного пучка синхротрона SIS-100 (до 2,7 ГэВ на нуклон) и мощному сверхпроводящему фрагмент-сепаратору Super-FRS.

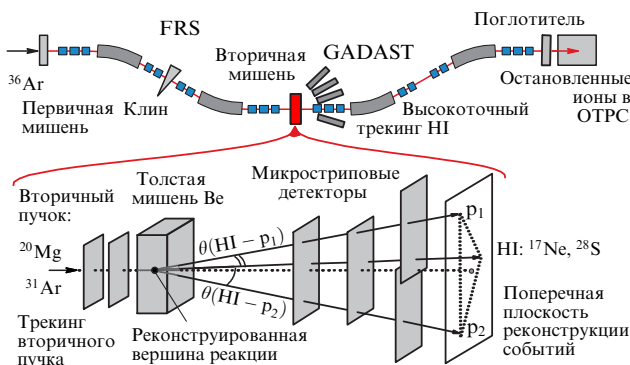
Центр FAIR должен стать международной исследовательской организацией (10 основных стран-участниц на 2015 г.). При этом РФ является основным иностранным партнёром FAIR примерно с 14 % акций (или порядка 180 млн евро в ценах 2005 г.). Большая часть российского вклада должна поступить в виде компонентов, приборов и узлов установок отечественного производства. На настоящий момент основные средства планируется направить на создание магнитов, ионно-оптических систем и массивных компонентов детекторов.

Коллаборация NUSTAR реализует ряд научных проектов, в том числе проект EXPERT, который относится к экспериментам по релятивистской кинематике. Это относительно недорогой эксперимент, который планируется разместить непосредственно внутри фрагмент-сепаратора Super-FRS [198]. EXPERT отличает то, что это один из немногих проектов, в котором научная инициатива исходит от российской стороны, а сама установка имеет доминирующий российский финансовый и интеллектуальный вклад.

Основной компонент проекта EXPERT базируется на новой экспериментальной методике, развиваемой в последнее десятилетие в работах И.Г. Мухи и др. (GSI/НИЦ КИ) [9, 36, 85, 199, 200]. Первоначально эта методика была рассчитана на исследование радиоактивных распадов с испусканием частиц методом трекинга продуктов (рис. 55). Если время жизни ядерной системы достаточно велико для того, чтобы она проходила с релятивистской скоростью макроскопическое расстояние, то это время может быть определено по распределению вершин распада в пространстве. Вершины восстанавливаются с помощью позиционно-чувствительных микростриповых (микрополосковых) кремниевых детекторов. По сути, подход не нов — он активно используется в физике элементарных частиц. Однако в ядерной физике такой подход ранее не применялся, так как там имеется принципиальная сложность: энерговыделение заряженной частицы в детекторе возрастает с увеличением заряда как  $Z^2$ , и тяжёлый ион начинает "затенять" протоны. Так, для распада  ${}^{30}\text{Ar} \rightarrow {}^{28}\text{S} + p + p$  [36] энерговыделение тяжёлого фрагмента примерно в 250 раз больше, чем протонное. Эту сложность удалось устранить в новом поколении микростриповых (шаг  $\approx 100$  мкм) кремниевых детекторов, оснащённых цифровой электроникой. Высокое пространственное разрешение таких детекторов ( $\approx 30$  мкм для протонов и  $\approx 12$  мкм для тяжёлых ионов) обеспечивает высокое угловое разрешение,  $\approx 0,1$  мрад, и, соответственно, высокую точность восстановления вершины распада. Например, для определения периода полураспада  ${}^{19}\text{Mg}$  с  $T_{1/2} \approx 4$  пс в эксперименте [9] потребовалась погрешность восстано-



**Рис. 55.** (а) Схема эксперимента по исследованию радиоактивности с испусканием частиц (в данном случае двухпротонной) с помощью трековых детекторов в релятивистской кинематике. (б) Кинематическая фокусировка в эксперименте с трекингом на примере двухчастичного распада.



**Рис. 56.** Компоненты программы EXPERT на примере уже состоявшегося эксперимента [36].

ления вершины менее 0,5 мм. Использование для трассировки тяжёлого фрагмента последней ахроматической секции фрагмент-сепаратора (рис. 56) дополнительно увеличивает угловое разрешение между протонами и тяжёлым фрагментом и гарантирует однозначную идентификацию последнего.

Ещё одним достоинством методики с трекингом явилась возможность получать спектроскопическую информацию с высокой точностью. Это достаточно неожиданно, поскольку данная методика не обеспечивает восстановления полной кинематики (измеряются направления вылета фрагментов, но не их энергии), следовательно, инвариантная масса не может быть определена. Возможность установить энергии состояний связана с так называемой кинематической фокусировкой (см. [9, 85]). Этот эффект легко объяснить в случае

двухчастичных распадов с фиксированной энергией (рис. 55б). Частицы, вылетающие изотропно по углу в системе центра масс, собираются вблизи поверхности конуса, отвечающего максимальному возможному углу в лабораторной системе. В случае трёхчастичных распадов кинематический эффект начинает зависеть от корреляций между фрагментами, а значит, точность восстановления энергии состояния по экспериментальным данным начинает зависеть от качества теоретических предсказаний для корреляций. Таким образом, развитие теоретических методов и МК-моделирования является необходимым компонентом проекта EXPERT.

Важным преимуществом рассматриваемой методики оказалась возможность работать с очень толстыми мишенями без непоправимой деградации разрешения. Толщина мишеней (бериллий) в экспериментах [9, 36] составила 20 и 27 мм соответственно, что в *несколько сотен* раз больше, чем в типичном низкоэнергетическом эксперименте. Это делает данную методику привлекательной для пионерных исследований с пучками РИ низкой интенсивности.

Набор инструментов в эксперименте [36] был расширен по отношению к таковому исходной установки [9] и явился действующим прототипом проекта EXPERT (см. рис. 56). В зоне вторичной мишени был установлен гамма-детектор GADAST (см. раздел 4.3). В перспективе регистрация гамма-квантов должна позволить различать события, в которых тяжёлый фрагмент испускается в возбуждённом состоянии (энергия возбуждения высвечивается гамма-квантами). В конечном фокусе FRS был установлен поглотитель, уменьшающий энергию тяжёлого фрагмента до нескольких МэВ на нуклон с последующей имплантацией в ОТПС — ещё один элемент EXPERT (см. раздел 4.5). Это дало возможность дополнительно изучить бета-задержанные распады тяжёлого фрагмента [149], который сам по себе обычно является довольно экзотической системой, и тем самым повысить научную отдачу всего эксперимента.

Итак, мы видим, что EXPERT является реально работающей системой. Этот проект отличают широкая международная коллаборация, использование передовых технологий, модульность. В полном виде проект EXPERT включает в себя также разработку быстродействующих и радиационно-стойких стриповых кремниевых детекторов для мониторинга пучка и создание нейтронного детектора высокого разрешения NeuRad. Для нас также важна возможность использования многих компонентов EXPERT в экспериментах на установке АКУЛИНА-2.

#### 6.4. Накопительный комплекс и электрон-ионный коллайдер на базе АКУЛИНА-2

Принципиально важным вопросом при рассмотрении реакций как инструмента исследования ядерной структуры является проблема извлечения информации, свободной от особенностей, связанных с механизмом реакции. Возможным решением указанной проблемы является использование "электромагнитной пробы" вместо "сильной пробы" и рассмотрения, соответственно, всех неопределённостей, связанных с сильным взаимодействием. Мощнейшим методом здесь является электрон-ионное рассеяние: достаточно энергичные электроны начинают чувствовать отклонение от чисто кулоновского взаимодействия, которое связано с зарядовым

распределением в ядре  $\rho_{ch}$ . Уже простейшее плосковолновое борновское приближение (PWBA) позволяет связать такую важную характеристику, как зарядовый радиус иона  $\langle r_{ch}^2 \rangle$ , с сечением электронного рассеяния через зарядовый формфактор  $F(q)$ :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PWBA} = \frac{Ze^2}{4E} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} |F(q)|^2, \quad q = 2k \sin \frac{\theta}{2},$$

$$F(q) = 4\pi \int dr r^2 j_0(qr) \rho_{ch}(r), \quad \frac{F(q)}{Z} = 1 - \frac{q^2}{6} \langle r_{ch}^2 \rangle + \dots$$

Исследования электромагнитных формфакторов стабильных ядер достигли исключительного совершенства [201], а пионерные работы Р. Хофштедтера в этой области [202] были удостоены в 1961 г. Нобелевской премии.

Поскольку невозможно создать мишень из РИ, применительно к РИ речь может идти только об эксперименте коллайдерного типа, в котором пучок РИ будет взаимодействовать с электронным пучком. Эта возможность была заложена в проект РИ-комплекса К4–К10, планировавшегося в конце 1980-х годов как проект масштабного обновления ЛЯР ОИЯИ [28]. Когда стало очевидным, что К4–К10 не будет реализован, инициативу подхватил RIKEN (Япония). Однако практическое развитие проекта FRIB (Facility for Rare Isotope Beams) привело к постепенному урезанию тематики накопительных колец: построено только одно небольшое накопительное кольцо-спектрометр с ограниченной функциональностью. Развитие тематики столкновений электрон–РИ в RIKEN продолжается в рамках проекта SCRIT (Self-Confining Radioactive Ion Target). В нём пытаются реализовать оригинальный подход: мишень из РИ формируется за счёт их накопления в электромагнитной ловушке. Проект носит тестовый характер и строится в стороне от основных РИ-установок FRIB.

Серьёзную часть проекта FAIR (Германия) составляет комплекс накопительных колец: кольцо CR (Collector Ring) для накопления и охлаждения пучка и кольцо NESR (Next Experimental Storage Ring), предназначенное для проведения исследований с накопленными РИ. Эксперимент ELISE по электрон–РИ-рассеянию на кольце NESR [30], разработанный при активном участии российских учёных, достиг очень высокой степени проработанности. Однако задержка с реализацией проекта FAIR в целом отодвинула воплощение идеи таких экспериментов на отдалённое будущее.

Неопределённая ситуация с реализацией проектов электрон–РИ-рассеяния в мире заставляет вернуться к обсуждению таких возможностей у нас в стране. Так, проект строительства накопительного комплекса К5 на базе фрагмент-сепаратора АКУЛИНА-2 (рис. 57) был представлен в 2013 г. на Совете РАН по физике тяжёлых ионов. По иронии судьбы логика развития существующей экспериментальной базы диктует решение, во многом близкое к предложению К4–К10 почти 30-летней давности. Технология накопительных колец — это настоящий хайтек даже в мире технологически продвинутого ядерного эксперимента: ультравысокий вакуум, субнаносекундная электроника, исключительно точная ионная оптика. Реализация такого проекта потребует выхода отечественной экспериментальной культуры на кардинально новый уровень.



Рис. 57. Возможное размещение накопительного кольца (НК) К5 и электронного накопительного кольца (ЭК) для электрон–РИ-коллайдера. Схема показана на фоне чертежей проекта К4–К10 от 1989 г. и плана существующих зданий циклотронов У-400М, У-400, У-200 в ЛЯР ОИЯИ.

### 6.5. Накопительный комплекс для прямых реакций на пучках радиоактивных изотопов

Наконец, самый дорогостоящий, но и наиболее интересный проект, рассчитанный на перспективу, связан с созданием накопительного комплекса для прецизионных исследований реакций на пучках РИ. Подобный комплекс может быть сформирован на основе накопительного кольца К5 (максимальная магнитная жёсткость пучка ионов  $B\rho_{max} = 5,0$  Тл м), работающего в режиме *догоняющих пучков* со вторым кольцом К3.6 ( $B\rho_{max} = 3,6$  Тл м). Качественно — это режим "антиколлайдера", в котором скорость движения центра масс реакции увеличивается благодаря движению мишени в направлении пучка. Работа с догоняющими пучками допускает гибкий выбор условий прямой или инверсной кинематики реакций, устраняющий любые ограничения, часто вызываемые невыгодными кинематическими условиями работы со стационарными мишенями. Структура кольца К3.6 должна обеспечивать накопление на орбите охлаждённых пучков, включающих в себя до 1013 лёгких стабильных/долгоживущих ядер (p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$  и т.д.).

Назначение кольца К5 состоит в накоплении и охлаждении пучков РИ, полученных на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА-2. Для выполнения этой задачи за фокальной плоскостью F5 предлагается установить газовый сборник (gas catcher) (см. [203]). В мире созданы и апробированы устройства, обеспечивающие накопление потока однозарядных РИ, извлечённых из газового сборника. За короткий интервал времени (около 100 мс) порцию РИ, накопленную и охлаждённую в ловушке Пеннинга [204], переводят в электромагнитную ловушку бридера — ионного источника, повышающего заряд ионов. Доведённые до совершенства на современных ускорителях источники многозарядных ионов ЭЦР-типа (см., например, [205]) или электронно-струнного типа ("Крион", EBIS (Electron Beam Ion Source)) (см. [206, 207]) позволяют получать полностью ободранные ядра с атомными номерами  $Z \leq 20$ .

Результаты нескольких исследовательских групп (см. обзоры [208, 209]) показывают, что в ближайшем будущем будет достигнута эффективность бридинга более 20% для радиоактивных ядер с временами жизни более

чем 100 мс. Время ускорения таких порций пучка РИ до энергии 5–10 МэВ на нуклон, их инъекции на орбиту К5 и охлаждения составит 5–10 мс. Такой выигрыш по времени обеспечит электронное охлаждение, открытое Г.И. Будкером и доведённое до совершенства в ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН (Новосибирск) [210, 211]. В режиме накопления – охлаждения, предложенном в проекте К4–К10 [28], накопление на орбите К5 около  $10^9$  долгоживущих РИ может быть выполнено за 1 мин. Оценка времени накопления – охлаждения одной 100-миллисекундной порции пучка до эмиттанса  $\tau_{\perp} = 0,1\pi$  мм мрад,  $\Delta p/p_0 = 10^{-6}$ , составляет порядка 10 мс. Оценки светимости, достижимой в данном проекте в режиме догоняющих пучков, зависят от времени жизни и интенсивности пучков РИ на выходе фрагмент-сепаратора АКУЛИНА-2. Так, в экспериментах с РИ  $^{16}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 0,75$  с) и  $^{46}\text{Ar}$  ( $T_{1/2} = 7,8$  с) может быть получена максимальная светимость  $10^{25} - 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Эксперименты с догоняющими пучками особенно интересны благодаря беспрецедентно высокой точности определения энергии продуктов прямых реакций РИ, которые мы обсуждали в разделе 2. Измерения спектров энергии возбуждения экзотических ядер в таких экспериментах будут выполняться с разрешением не хуже 1 кэВ.

## 7. Заключение

В последние полтора десятилетия в экспериментах на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА ЛЯР ОИЯИ развиты достаточно оригинальные технологии исследования лёгких ядерных систем вблизи границы нуклонной стабильности и за её пределами. Эти технологии основаны на корреляционных методах, особенно продуктивных для прямых реакций при промежуточных энергиях. С одной стороны, это направление находится не в основном русле современных исследований с пучками РИ, которые имеют постоянную тенденцию возрастания энергий. С другой стороны, существует ряд принципиальных преимуществ данного подхода, которые могут быть реализованы при постановке сложных корреляционных экспериментов. Пионерным экспериментам с пучками РИ свойственны, как правило, весьма низкая статистика и скорее качественный, чем количественный, характер получаемой информации. Ожидается, что за ними последуют эксперименты, имеющие высокую точность и доказательную силу. В этом направлении мы и стараемся двигаться.

В настоящем обзоре рассмотрены теоретические результаты, относящиеся к области динамики нескольких тел. Эти формы ядерной динамики систематически возникают в кластеризованных системах вблизи границ ядерной стабильности и приводят к таким явлениям, как ядерное гало, мягкие моды возбуждения, радиоактивные распады с испусканием нескольких (двух и более) частиц и т.д. Понимание многих подобных явлений фрагментарно, и значительный прогресс, достигнутый здесь за последние годы, делает такой обзор актуальным.

Мы также показали место нашей работы в контексте современных исследований на пучках РИ в мире. Рассмотрен ряд перспективных проектов, как реализуемых у нас в стране или при нашем активном участии за рубежом, так и гипотетических.

Оглядываясь на материал, представленный в настоящем обзоре, мы видим, что теоретические концепции и

экспериментальные результаты переплетаются в нём тесным, а иногда и весьма причудливым образом. Это, возможно, создаёт некоторые сложности в восприятии, но, как нам кажется, правильно отражает дух исследований в этой быстро развивающейся области.

**Благодарности.** Директор ЛЯР ОИЯИ С.Н. Дмитриев, всесторонне поддерживающий представленное направление исследований, предложил написать эту работу и активно следил за её прогрессом. Научный руководитель ЛЯР Ю.Ц. Оганесян является инициатором исследования лёгких экзотических ядер в нашей лаборатории и участником ряда представленных работ. И.Г. Муха продвигает программу EXPERT и играет важную роль в поддержке научного сотрудничества ЛЯР и GSI по теме РИ. Мы благодарны М.В. Жукову за многолетнее сотрудничество и теоретическую поддержку нашей программы исследований, а также за важные предложения по содержанию обзора. Авторы признательны А.А. Коршенинникову за тёплые слова об этой работе, многолетнюю поддержку и развитие коллаборации ЛЯР с НИЦ КИ и RIKEN. Авторы выражают искреннюю благодарность всему коллективу установки АКУЛИНА, и особенно А.Н. Князеву и П.Г. Шарову. Мы признательны А.Л. Барабанову, Т.А. Голубковой и В.В. Похмельных за помощь, оказанную при выполнении этой работы, и за многочисленные полезные замечания. Ю.М. Чувильский сделал много важных замечаний и предложений по содержанию обзора. Работа выполнена при частичной поддержке грантом 14-02-00090-а РФФИ и грантом Министерства образования и науки РФ НШ-932.2014.2.

## Список литературы

1. National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory, <http://www.nndc.bnl.gov/>
2. ACCULINNA. JINR, <http://aculina.jinr.ru/>
3. Fomichev A S et al., Preprint E13-2008 (Dubna: JINR, 2008)
4. Григоренко Л В ЭЧАЯ **40** 1271 (2009); Grigorenko L V *Phys. Part. Nucl.* **40** 674 (2009)
5. Fomichev A S et al., Preprint JINR E7-2012-73 (Dubna: JINR, 2012)
6. Ter-Akopian G M, Sidorchuk, S I, Grigorenko L V "Breakdown of shell closure in helium-10", in *McGraw-Hill Yearbook of Science and Technology* (New York: McGraw-Hill, 2012)
7. Grigorenko L, Fomichev A, Ter-Akopian G *Nucl. Phys. News* **24** (4) 22 (2014)
8. Базь А И ЖЭТФ **33** 923 (1958); Baz' A I *Sov. Phys. JETP* **6** 709 (1958)
9. Mukha I et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 182501 (2007)
10. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, <http://www.gsi.de/>
11. FAIR: Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH, <http://www.fair-center.eu>
12. RIKEN Nishina Center for Accelerator-Based Science (RNC), <http://www.riken.jp/en/research/labs/rnc/>
13. National Superconducting Cyclotron Laboratory Michigan State Univ., <http://www.nscl.msu.edu/>
14. GANIL SPIRAL2 Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, <http://www.ganil-spiral2.eu/>
15. Toschek P E "Atomic particles in traps", in *New Trends in Atomic Physics, Course 3, Les Houches, Session XXXVIII, June 28–July 29, 1982* Vol. 1 (Eds G Grynberg, R Stora) (Amsterdam: Elsevier, 1984) p. 383; Пер. на русск. яз.: Топек П Э УФН **158** 451 (1989)
16. Brown L S, Gabrielse G *Rev. Mod. Phys.* **58** 233 (1986)
17. Franke B, Geißel H, Münzenberg G *Mass Spectrom. Rev.* **21** 428 (2008)
18. Litvinov Y A et al. *Acta Phys. Pol. B* **41** 511 (2010)
19. Dickel T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **777** 172 (2015)
20. Akkoyun S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sec. A* **668** 26 (2012)
21. Hofmann S et al. *Z. Phys. A* **305** 111 (1982)



22. Pfützner M et al. *Eur. Phys. J. A* **14** 279 (2002)
23. Giovinazzo J et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 102501 (2002)
24. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. C* **84** 021303(R) (2011)
25. Pfützner M, Karny M, Grigorenko L V, Riisager K *Rev. Mod. Phys.* **84** 567 (2012)
26. Rodin A M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **204** 114 (2003)
27. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions. The Dubna Radioactive Ion Beam, <http://159.93.28.88/flnr/dribs.html>
28. Oganessian Yu Ts et al. *Z. Phys. A* **341** 217 (1992)
29. The Institute of Modern Physics (IMP) of the Chinese Academy of Sciences, <http://english.imp.cas.cn/>
30. Antonov A N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **637** 60 (2011)
31. Treiman S B, Yang C N *Phys. Rev. Lett.* **8** 140 (1962)
32. Shapiro I S, Kolybasov V M, Augst G R *Nucl. Phys.* **61** 353 (1965)
33. Ситенко А Г *Теория ядерных реакций* (М.: Энергоатомиздат, 1983); Пер. на англ. яз.: Sitenko A G *Theory of Nuclear Reactions* (Singapore: World Scientific, 1990)
34. Satchler G R *Direct Nuclear Reactions* (Oxford: Clarendon Press, 1983)
35. Bromley D A (Ed.) *Treatise on Heavy-Ion Science* (New York: Plenum, 1984–1989)
36. Mukha I et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 202501 (2015)
37. Артемов К П и др. *ЯФ* **52** 634 (1990); Artemov K P et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **52** 408 (1990)
38. Гольдберг В З и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 959 (1998); Goldberg V Z et al. *JETP Lett.* **67** 1013 (1998)
39. Markenroth K et al. *Phys. Rev. C* **62** 034308 (2000)
40. Assié M et al. *Phys. Lett. B* **712** 198 (2012)
41. Fifield L K, Balamuth D P, Zurmühle R W *Phys. Rev. C* **15** 1595(R) (1977)
42. Biedenbarn L C, Rose M E *Rev. Mod. Phys.* **25** 729 (1953)
43. Барабанов А Л *Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах* (М.: Физматлит, 2010)
44. Артемов К П и др. *ЯФ* **14** 1105 (972); Artemov K P et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **14** 615 (1972)
45. Miernik K et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 192501 (2007)
46. Grigorenko L V et al. *Phys. Lett. B* **677** 30 (2009)
47. Egorova I A et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 202502 (2012)
48. Симонов Ю А *ЯФ* **3** 630 (1966); Simonov Yu A *Sov. J. Nucl. Phys.* **3** 461 (1966)
49. Бадалая А Н, Симонов Ю А *ЯФ* **3** 1032 (1966); Badaljan A M, Simonov Yu A *Sov. J. Nucl. Phys.* **3** 755 (1966)
50. Смирнов Ю Ф, Шитиков К В *ЭЧАЯ* **8** 847 (1977)
51. Базь А И, Жуков М В *ЯФ* **11** 779 (1970); Baz' A I, Zhukov M V *Sov. J. Nucl. Phys.* **11** 435 (1970)
52. Востриков А Н, Жуков М В *ЯФ* **26** 716 (1977); Vostrikov A N, Zhukov M V *Sov. J. Nucl. Phys.* **26** 377 (1977)
53. Demin V F, Pokrovsky Yu E, Efros V D *Phys. Lett. B* **44** 227 (1973)
54. Эфрос В Д *ЯФ* **15** 226 (1972); Efros V D *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** 128 (1972)
55. Джибути Р И, Шитикова К В *Метод гиперсферических функций в атомной и ядерной физике* (М.: Энергоатомиздат, 1993)
56. Zhukov M V et al. *Phys. Rep.* **231** 151 (1993)
57. Ershov S N, Grigorenko L V, Vaagen J S, Zhukov M V *J. Phys. G* **37** 064026 (2010)
58. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 22 (2000)
59. Danilin B V et al. *Phys. Rev. C* **43** 2835 (1991)
60. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. C* **57** R2099 (1998)
61. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. C* **64** 054002 (2001)
62. Grigorenko L V, Zhukov M V *Phys. Rev. C* **77** 034611 (2008)
63. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. C* **80** 034602 (2009)
64. Tanihata I et al. *J. Phys. Rev. Lett.* **55** 2676 (1985)
65. Kukuljin V I et al. *Nucl. Phys. A* **453** 365 (1986)
66. Данилин Б В и др. *ЯФ* **48** 1208 (1988); Danilin B V et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **48** 766 (1988)
67. Ikeda K, INS Report JHP-7 (1988) in Japanese
68. Aumann T *Eur. Phys. J. A* **26** 441 (2005)
69. Schumann F et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 232501 (2003)
70. Cortina-Gil D et al. *Nucl. Phys. A* **720** 3 (2003)
71. Grigorenko L V et al. *Phys. Lett. B* **641** 254 (2006)
72. Hammache F et al. *Phys. Rev. C* **82** 065803 (2010)
73. Marganec J et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **337** 012011 (2012)
74. Kanungo R et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 192502 (2015)
75. Nakamura T et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 252502 (2006)
76. Goldansky V I *Nucl. Phys.* **19** 482 (1960)
77. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **38** 1123 (1960); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **11** 812 (1960)
78. Goldansky V I *Nucl. Phys.* **27** 648 (1961)
79. Galitsky V M, Chel'tsov V F *Nucl. Phys.* **56** 86 (1964)
80. Brown B A *Phys. Rev. C* **43** R1513 (1991)
81. Barker F C *Phys. Rev. C* **63** 047303 (2001)
82. Brown B A, Barker F C *Phys. Rev. C* **67** 041304(R) (2003)
83. Dossat C et al. *Phys. Rev. C* **72** 054315 (2005)
84. Blank B et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 232501 (2005)
85. Mukha I et al. *Phys. Rev. C* **77** 061303(R) (2008)
86. Ascher P et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 102502 (2011)
87. Grigorenko L V, Mukha I G, Zhukov M V *Nucl. Phys. A* **713** 372 (2003); *Nucl. Phys. A* **740** 401 (2004) erratum
88. Grigorenko L V, Mukha I G, Zhukov M V *Nucl. Phys. A* **714** 425 (2003)
89. Grigorenko L V, Zhukov M V *Phys. Rev. C* **68** 054005 (2003)
90. Grigorenko L V, Zhukov M V *Phys. Rev. C* **76** 014008 (2007)
91. Grigorenko L V, Zhukov M V *Phys. Rev. C* **76** 014009 (2007)
92. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. C* **82** 014615 (2010)
93. Brown K W et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 232501 (2014)
94. Fomichev A S et al. *Int. J. Mod. Phys. E* **20** 1491 (2011)
95. Grigorenko L V, Zhukov M V *Phys. Rev. C* **72** 015803 (2005)
96. Görres J, Wiescher M, Thielemann F-K *Phys. Rev. C* **51** 392 (1995)
97. Fowler W, Caughlan G, Zimmerman B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **5** 525 (1967)
98. Angulo C et al. *Nucl. Phys. A* **656** 3 (1999)
99. Geesaman D F et al. *Phys. Rev. C* **15** 1835 (1977)
100. Bochkarev O V et al. *Nucl. Phys. A* **505** 215 (1989)
101. Fomichev A S et al. *Phys. Lett. B* **708** 6 (2012)
102. Jager M F et al. *Phys. Rev. C* **86** 011304(R) (2012)
103. Wamers F et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 132502 (2014)
104. Brown K W et al. *Phys. Rev. C* **92** 034329 (2015)
105. Shul'gina N B et al. *Phys. Rev. C* **62** 014312 (2000)
106. Grigorenko L V, Timofeyuk N K, Zhukov M V *Eur. Phys. J. A* **19** 187 (2004)
107. Grigorenko L V *Eur. Phys. J. A* **20** 419 (2004)
108. Sharov P G, Egorova I A, Grigorenko L V *Phys. Rev. C* **90** 024610 (2014)
109. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. C* **86** 061602(R) (2012)
110. Grigorenko L V, Zhukov M V *Phys. Rev. C* **91** 064617 (2015)
111. Zaytsev S, Gasaneo G *J. At. Mol. Sci.* **4** 302 (2013)
112. McCurdy C W, Baertschy M, Rescigno T N *J. Phys. B* **37** R137 (2004)
113. Hilico L et al. *Phys. Rev. A* **66** 022101 (2002)
114. Kilic S, Karr J-P, Hilico L *Phys. Rev. A* **70** 042506 (2004)
115. Madronero J et al. *Math. Struct. Comput. Sci.* **17** 225 (2007)
116. Ambrosio M J et al. *Few-Body Syst.* **55** 825 (2014)
117. Thomas R G *Phys. Rev.* **88** 1109 (1952)
118. Ehrman J B *Phys. Rev.* **81** 412 (1951)
119. Comay E, Kelson I, Zidon A *Phys. Lett. B* **210** 31 (1988)
120. Grigorenko L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 042502 (2002)
121. Grigorenko L V, Golubkova T A, Zhukov M V *Phys. Rev. C* **91** 024325 (2015)
122. Golovkov M S et al. *Phys. Lett. B* **588** 163 (2004)
123. Kohley Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 152501 (2013)
124. Lunderberg E et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 142503 (2012)
125. Caesar C et al. (R3B Collab.) *Phys. Rev. C* **88** 034313 (2013)
126. Kondo Y et al. *JPS Conf. Proc.* **6** 010006 (2015)
127. Grigorenko L V, Mukha I G, Zhukov M V *Phys. Rev. Lett.* **111** 042501 (2013)
128. Gulbekyan G et al. *Письма в ЭЧАЯ* **7** 827 (2010); *Phys. Part. Nucl. Lett.* **7** 511 (2010)
129. Efremov A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 02A334 (2012)
130. Golovkov M S et al., in *Exotic Nuclei, EXON-2014, Proc. of Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Kaliningrad, Russia, 8–13 September 2014* (Eds Yu E Penionzhkevich, Yu G Sobolev) (Singapore: World Scientific, 2015) p. 171
131. Слепнев Р С и др. *Приборы и техника эксперимента* (6) 41 (2012); Slepnev R et al. *Instrum. Exp. Tech.* **55** 645 (2012)
132. Yamada K, Motobayashi T, Tanihata I *Nucl. Phys. A* **746** 156 (2004)
133. Golovkov M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 262501 (2004)
134. Golovkov M S et al. *Phys. Rev. C* **72** 064612 (2005)
135. Golovkov M S et al. *Phys. Rev. C* **76** 021605(R) (2007)
136. Golovkov M S et al. *Phys. Lett. B* **672** 22 (2009)
137. Sidorchuk S I et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 202502 (2012)
138. Sidorchuk S et al. *Phys. Lett. B* **594** 54 (2004)
139. Tilquin I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **365** 446 (1995)
140. Slepnev R et al., in *Exotic Nuclei, EXON-2014, Proc. of Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Kaliningrad, Russia, 8–13 September 2014* (Eds Yu E Penionzhkevich, Yu G Sobolev) (Singapore: World Scientific, 2015) p. 619
141. Mukha I et al., GSI Scientific Report pHW-ENNA-EXP-45 (2013)
142. Yukhimchuk A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **513** 439 (2003)
143. Cwiok M et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 2895 (2005)
144. Miernik K et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **581** 194 (2007); *VCI 2007, Proc. of the 11th Intern. Vienna Conf. on Instrumentation*
145. Mianowski S et al. *Acta Phys. Pol.* **41** 449 (2010)
146. Miernik K et al. *Phys. Rev. C* **76** 041304(R) (2007)
147. Pomorski M et al. *Phys. Rev. C* **90** 014311 (2014)

148. Pfützner M et al. *Phys. Rev. C* **92** 014316 (2015)  
 149. Lis A A et al. *Phys. Rev. C* **91** 064309 (2015)  
 150. Tanihata I *J. Phys. G* **22** 157 (1996)  
 151. Smirnov Yu F, Tchuvil'sky Yu M *Phys. Rev. C* **15** 84 (1977)  
 152. Немец О Ф и др. *Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач* (Киев: Наукова думка, 1988)  
 153. Werby M F et al. *Phys. Rev. C* **8** 106 (1973)  
 154. Schenk K et al. *Phys. Lett. B* **52** 36 (1974)  
 155. Ter-Akopian G et al. *Phys. Lett. B* **426** 251 (1998)  
 156. Bachelier D et al. *Nucl. Phys. A* **195** 361 (1972)  
 157. Oganessian Yu Ts, Zagrebaev V I, Vaagen J S *Phys. Rev. Lett.* **82** 4996 (1999)  
 158. Wolski R et al. *Phys. Lett. B* **467** 8 (1999)  
 159. Sidorchuk S I et al. *Nucl. Phys. A* **840** 1 (2010)  
 160. Seth K K et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1930 (1987)  
 161. Bohlen H et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **42** 17 (1999)  
 162. Rogachev G V et al. *Phys. Rev. C* **67** 041603(R) (2003)  
 163. Chen L et al. *Phys. Lett. B* **505** 21 (2001)  
 164. Volya A, Zelevinsky V *Phys. Rev. C* **74** 064314 (2006)  
 165. Johansson H T et al. *Nucl. Phys. A* **842** 15 (2010)  
 166. Kalanee T Al et al. *Phys. Rev. C* **88** 034301 (2013)  
 167. Korshennikov A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 092501 (2001)  
 168. Golovkov M et al. *Phys. Lett. B* **566** 70 (2003)  
 169. Meister M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 162504 (2003)  
 170. Горнов М Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 412 (2003); Gornov M G et al. *JETP Lett.* **77** 344 (2003)  
 171. Korshennikov A et al. *Phys. Lett. B* **326** 31 (1994)  
 172. Ostrowski A N et al. *Phys. Lett. B* **338** 13 (1994)  
 173. Johansson H T et al. *Nucl. Phys. A* **847** 66 (2010)  
 174. Kohley Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 232501 (2012)  
 175. Iwasaki H et al. *Phys. Lett. B* **491** 8 (2000)  
 176. Papka P et al. *Phys. Rev. C* **81** 054308 (2010)  
 177. Batty C et al. *Nucl. Phys. A* **120** 297 (1968)  
 178. Бочкарев О В и др. *ЯФ* **55** 1729 (1992); Bockharev O V et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **55** 955 (1992)  
 179. Yang X et al. *Phys. Rev. C* **52** 2535 (1995)  
 180. Nakayama S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 262 (2000)  
 181. Nakamura T *Eur. Phys. J. A* **13** 33 (2002)  
 182. Tilley D et al. *Nucl. Phys. A* **745** 155 (2004)  
 183. Markenroth K et al. *Nucl. Phys. A* **679** 462 (2001)  
 184. Meister M et al. *Nucl. Phys. A* **700** 3 (2002)  
 185. Grigorenko L V et al. *Письма в ЭЧАЯ* **6** 197 (2009); *Part. Nucl. Lett.* **6** 118 (2009)  
 186. Korshennikov A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 082501 (2003)  
 187. Гуров Ю Б и др. *ЭЧАЯ* **40** 1062 (2009); Gurov Yu B et al. *Phys. Part. Nucl.* **40** 558 (2009)  
 188. Caamaño M et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 062502 (2007)  
 189. Caamaño M et al. *Phys. Rev. C* **78** 044001 (2008)  
 190. Nikolskii E Yu et al. *Phys. Rev. C* **81** 064606 (2010)  
 191. Danilin B V et al. *Phys. Rev. C* **55** R577 (1997)  
 192. Garrido E, Fedorov D V, Jensen A S *Phys. Rev. C* **69** 024002 (2004)  
 193. Chromik M J et al. *Phys. Rev. C* **55** 1676 (1997)  
 194. Chromik M J et al. *Phys. Rev. C* **66** 024313 (2002)  
 195. Firestone R *Nucl. Data Sheets* **110** 1691 (2009)  
 196. Sigmaphi, <http://www.sigmaphi.fr/>  
 197. Beeckman W et al., in *Proc. of the 13th Intern. Conf. on Heavy Ion Accelerator Technology, HIAT2015, Yokohama, Japan, September 7–11, 2015*  
 198. Geissel H et al., in *Exotic Nuclei, EXON-2014, Proc. of Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Kaliningrad, Russia, 8–13 September 2014* (Eds Yu E Penionzhkevich, Yu G Sobolev) (Singapore: World Scientific, 2015) p. 579  
 199. Mukha I et al. *Phys. Rev. C* **79** 061301(R) (2009)  
 200. Mukha I et al. *Phys. Rev. C* **82** 054315 (2010)  
 201. Vries H D, Jager C D, Vries C D *At. Data Nucl. Data Tabl.* **36** 495 (1987)  
 202. Hofstadter R *Rev. Mod. Phys.* **28** 214 (1956)  
 203. Savard G et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **204** 582 (2003)  
 204. Plass W et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **317** 457 (2013)  
 205. Bekhterev V et al. *High Energy Phys. Nucl. Phys.* **31** 23 (2007)  
 206. Donets E D *Rev. Sci. Instrum.* **69** 614 (1998)  
 207. Донец Д Е и др. *Прикладная физика* (3) 34 (2010)  
 208. Leitner D *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **317** 235 (2013)  
 209. Delahaye P *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **317** 389 (2013)  
 210. Будкер Г И, Скринский А Н *УФН* **124** 561 (1978); Budker G I, Skrinskii A N *Sov. Phys. Usp.* **21** 277 (1978)  
 211. Скринский А Н, Пархомчук В В *ЭЧАЯ* **12** 557 (1981); Skrinsky A N, Parkhomchuk V V *Sov. J. Part. Nucl.* **12** 223 (1981)

## Studies of light exotic nuclei in vicinity of neutron and proton drip-lines at FLNR JINR

**L.V. Grigorenko**

*Joint Institute for Nuclear Research, G.N. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions,  
 ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation;  
 National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute),  
 Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation;  
 National Research Centre "Kurchatov Institute",  
 pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation*

**M.S. Golovkov, S.A. Krupko, S.I. Sidorchuk, G.M. Ter-Akopian, A.S. Fomichev**

*Joint Institute for Nuclear Research, G.N. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions,  
 ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation. E-mail: fomichev@jinr.ru*

**V. Chudoba**

*Joint Institute for Nuclear Research, G.N. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions,  
 ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation;  
 Institute of Physics, Silesian University in Opava,  
 Bezručovo nám. 13, 74601 Czech Republic*

Defining the limits of existence of nuclear structure is one of fundamental problems of natural science. This requires to advance the studies towards the sites of maximum neutron- and proton-excess nuclei, to the nuclear stability borders, and further, to the nuclear-instability regions. In such regions the nuclear systems exist only as resonant states in continuous spectra with a characteristic "nuclear" lifetimes. Most effectively this work is done with the experimental setups providing radioactive ion beams (RIBs). This review discusses the approaches in this field of research developed during the last 20 years at the fragment-separator ACCULINNA at Flerov Laboratory of Nuclear Reactions (FLNR) of the Joint Institute for Nuclear Research (JINR). The developed methodology is based on the comprehensive study of correlations among the fragments emitted in the decays of nuclear-unstable systems which are populated in direct reactions induced by the RIBs with intermediate (20–60 MeV/amu) energies. It allows one to acquire detailed knowledge about exotic nuclear systems close to and beyond the nuclear driplines. We discuss exotic types of nuclear dynamics appearing in vicinity of nuclear driplines and relevant results of their theoretical analysis. Discussed are the existing facilities and prospective projects aimed at the nuclear-structure studies with RIBs at JINR.

**Keywords:** radioactive beam, dripline, neutron- and proton-rich nuclei, direct reactions, heavy-ion cyclotron, fragment-separator, cryogenic target, correlation measurements, astrophysics, few-body system, hyperspherical harmonics, two proton radioactivity, democratic decays, resonance states

PACS numbers: **21.45**, –v, 21.60.Gx, **23.50**. +g  
 Bibliography — 211 references  
*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (4) 337–386 (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201604a.0337  
 Received 10 October 2015, revised 4 December 2015  
*Physics – Uspekhi* **59** (4) (2016)