

# ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ИМ. Г. Н. ФЛЕРОВА

В 2004 г. научная программа Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова в области физики тяжелых ионов включала в себя эксперименты по синтезу тяжелых и экзотических ядер с использованием пучков стабильных и радиоактивных изотопов, изучение механизмов ядерных реакций, исследования по физике и технике ускорителей, а также изучение взаимодействия тяжелых ионов с конденсированными средами. Эти направления исследований были сгруппированы в 15 лабораторных и общеинститутских проектов:

- синтез новых ядер, изучение свойств ядер и механизмов реакций с тяжелыми ионами (девять проектов);
- радиационные эффекты и модификация материалов, радиоаналитические и радиоизотопные исследования с использованием ускорителей ЛЯР (пять проектов);
- развитие циклотронного комплекса ЛЯР для получения интенсивных пучков ускоренных ионов стабильных и радиоактивных изотопов (два проекта);
- создание комплекса ускорителей — циклотронов У-400 + У-400М и микротрона МТ-25 — для получения пучков радиоактивных ядер (проект DRIBs).

В 2004 г. время работы циклотронов ЛЯР составило около 8000 ч, что соответствовало плану и обеспечило проведение экспериментов в области физики низких и промежуточных энергий.

## Синтез новых элементов

На дубненском газонаполненном сепараторе изучалась зависимость сечения образования изотопов  $^{286-288}114$  от энергии возбуждения составного ядра  $^{290}114$  при четырех значениях энергии бомбардирующих ионов  $^{48}\text{Ca}$  (рис. 1). Эти же ядра были получены ранее в других реакциях:  $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 4-5n)^{287,288}114$ ,  $^{245}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 2-3n)^{290,291}116 \xrightarrow{\alpha} ^{286,287}114$  и  $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{294}118 \xrightarrow{\alpha} ^{290}116 \xrightarrow{\alpha} ^{286}114$  [1].

Помимо четно-четных изотопов элемента 114 был получен четно-нечетный изотоп  $^{287}114$ . При наблюдении цепочки распадов этого изотопа было установлено, что  $^{287}114$  и продукты его распада  $^{283}112$  и  $^{279}\text{Ds}$  распадаются в течение 2–20 с. Последующие распады  $^{279}\text{Ds}$  (~ 10%) приводят к  $^{271}\text{Sg}(\alpha, \text{SF})$  и  $^{267}\text{Rf}(\text{SF})$ , у которых наблюдались времена жизни 2,4 мин и 2,3 ч соответственно. Продолжительные времена жизни этих изотопов обусловлены влиянием деформированной оболочки с  $Z = 108$  и  $N = 162$ .

В период с декабря 2003 г. по февраль 2004 г. были измерены функции возбуждения реакций  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ , сопровождавшихся испарением трех и четырех нейтронов, при трех значениях энергии  $^{48}\text{Ca}$  [2] (рис. 1). Изучение этих реакций дало возможность использования метода генетических корреляций для идентификации продуктов реакций  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями. Испарение от двух до четырех нейтронов ведет к образованию известного ядра  $^{277}112$  и неизвестных ядер  $^{278}112$  и  $^{279}112$ ,  $\alpha$ -распады которых приводят к известным ядрам  $^{270}\text{Hs}$  и  $^{263}\text{Rf}$ . Однако барьеры деления этих ядер согласно расчетам оказываются существенно ниже, чем для более тяжелых нуклидов. Это должно приводить к соответствующему падению сечения образования. В действительности граничные значения оказались ниже 0,6 пб, что подтверждает гипотезу о влиянии стабильности (барьеров деления) ядер на величину сечения их образования.

В апреле–мае 2004 г. были повторены эксперименты по синтезу изотопов элемента 116 в реакции  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ . В экспериментах 2000–2001 гг. были получены три ядра  $^{293}116$ . В повторных экспериментах энергия ионов  $^{48}\text{Ca}$  была увеличена, что привело к заметному увеличению выхода реакции (рис. 1). Кроме ядер  $^{293}116$  были зарегистрированы шесть ядер нового изотопа  $^{292}116$  ( $E_{\alpha} = 10,66$  МэВ,  $T_{\alpha} = 18$  мс).

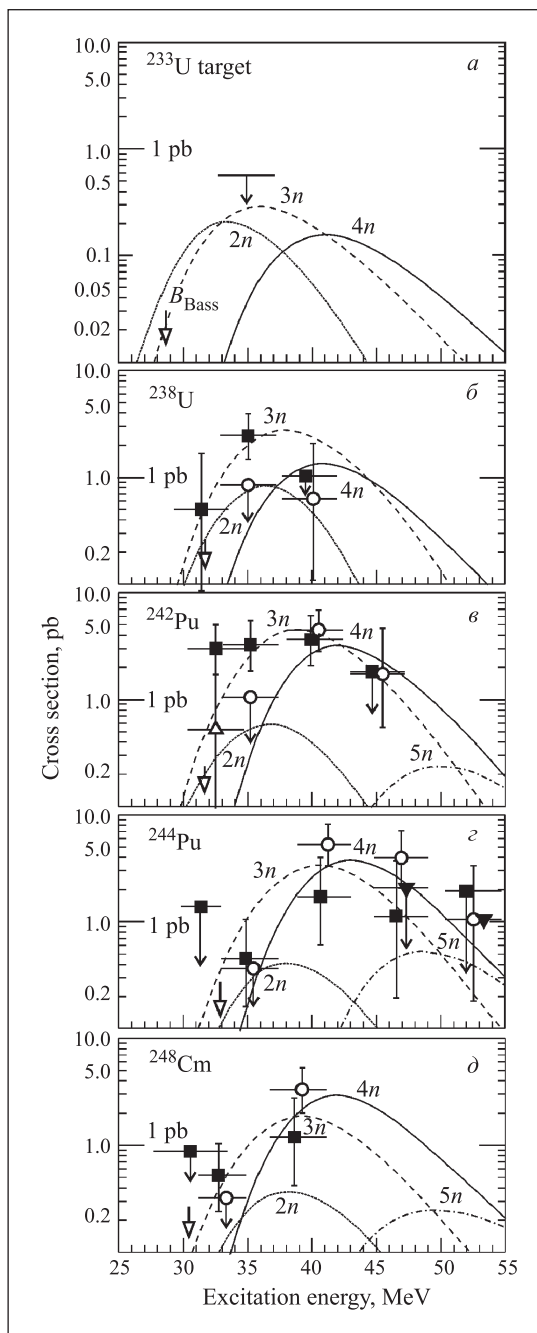


Рис. 1. Функции возбуждения для каналов испарения  $2n$  ( $\Delta$ ),  $3n$  ( $\blacksquare$ ),  $4n$  ( $\circ$ ) и  $5n$  ( $\blacktriangledown$ ) реакций полного слияния  $^{233,238}\text{U}$  (а, б),  $^{242,244}\text{Pu}$  (в, з),  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  (д)

Наблюдаемые свойства распада четырех изотопов элемента 114 с массами 286–289 обеспечивают согласованную идентификацию масс для всех более тяжелых нуклидов с четными  $Z$ . Это исключительно важно для четырех изотопов элемента 116 с массами 290–293, которые были синтезированы ранее в реакциях  $^{245,248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ , а также для изотопа элемента 118 с массой  $A = 294$ , наблюдавшегося в цепочке  $\alpha$ - $\alpha$ -SF-распадов в реакции  $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$ . Они также определяют массы нейтронообогащенных нуклидов с  $Z = 104$ –108, которые являются членами

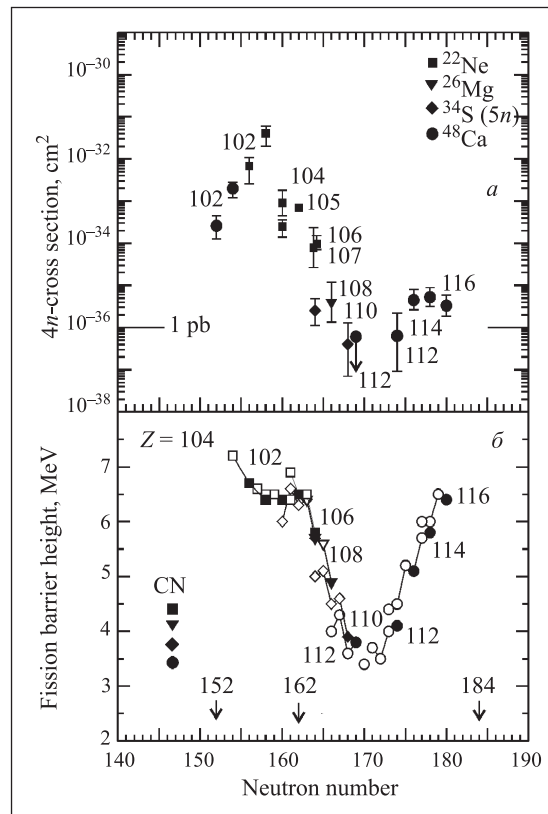


Рис. 2. Сравнение сечений образования нуклидов с  $Z \geq 102$  в реакциях «горячего» слияния (а) и величин барьеров деления как функции числа нейтронов (б)

цепочки распадов материнского ядра  $^{287}114$ . Таким образом, можно говорить о наблюдении полной картины распада восемнадцати четных по  $Z$  нуклидов с  $Z = 104$ –118 и  $N = 163$ –177.

Все наблюдавшиеся последовательности  $\alpha$ -распадов оканчивались спонтанным делением, характеризующимся высокой полной кинетической энергией (ТКЕ) осколков. Для сверхтяжелых элементов с  $Z \geq 110$  величина ТКЕ возрастает с увеличением  $Z$  как  $Z^2/A^{1/3}$ , как и ожидается для асимметричного деления. Спонтанное деление ядер с  $^{271}\text{Sg}$  ( $N = 165$ ), а также  $^{267,268}\text{Db}$  ( $N = 162, 163$ ) с аномально высоким выделением кинетической энергии, вероятно, связано с симметричной модой распада.

Сечения образования ядер-остатков испарения в реакциях полного слияния с  $^{48}\text{Ca}$  определяются выживаемостью ядер и зависят, главным образом, от высоты их барьеров деления. Ожидаемое повышение барьеров деления при приближении к нейтронной оболочке с  $N = 184$  должно приводить к увеличению сечений образования ядер-остатков испарения. Это предположение подтверждается экспериментальными результатами (см. рис. 2). Таким образом, влияние ядерных оболочек в области сверхтяжелых элементов проявляется не только в повышении стабильности по отношению к различным видам распада, но и в увеличении сечений реакций полного слияния с ионами  $^{48}\text{Ca}$ . Наблюдаемый сдвиг

максимумов сечений образования остатков испарения в реакциях актинидных ядер-мишеней и ионов  $^{48}\text{Ca}$  на 3–5 МэВ в сторону более высоких энергий по сравнению со значениями кулоновских барьеров, рассчитанных для сферических ядер, вызывается, по-видимому, отбором во входном канале реакций состояний, связанных с ориентацией деформированных ядер-мишеней при взаимодействии с бомбардирующим  $^{48}\text{Ca}$ .

Полученные экспериментальные данные о сечениях образования и свойствах распада четных по  $Z$  нуклидов могут быть использованы для определения условий синтеза и предсказания свойств  $Z$ -нечетных ядер. Интерпретация результатов экспериментов по синтезу элемента 115 в реакции  $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 3-4n)^{288,287}\text{115}$  [3] находится в полном согласии с последними данными.

### Химия трансаактинидов

Наблюдение образования элементов 115 и 113 в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$  [3] было подтверждено в независимых радиохимических экспериментах, основанных на выделении и идентификации долгоживущего продукта распада — дубния [4].

Все новые нуклиды, синтезированные в реакциях с  $^{48}\text{Ca}$ , были выделены с использованием «физических» методов. Для их идентификации привлекались свойства распадов и механизмов реакций; в частности, использовалась характерная зависимость выхода продуктов реакций испарения нейтронов от энергии возбуждения составного ядра. Химическая идентификация изотопов непосредственно дает информацию об атомном номере ядер и может служить доказательством открытия новых элементов.

Изотоп элемента 115 с массовым числом 288, синтезированный в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am} \rightarrow ^{288}\text{115} + 3n$ , испытывает пять последовательных  $\alpha$ -распадов:  $(115 \xrightarrow{\alpha} 113 \xrightarrow{\alpha} 111 \xrightarrow{\alpha} 109 \xrightarrow{\alpha} 107 \xrightarrow{\alpha} 105 \xrightarrow{\text{SF}})$ , завершающихся спонтанным делением  $^{268}\text{Db}$ . Период полураспада  $^{268}\text{Db}$  по трем на-

блюдавшимся событиям был оценен:  $T_{1/2} = 16_{-6}^{+19}$  ч. Для химической идентификации элемент должен был быть выделен на основании своих групповых свойств.

В соответствии с атомной конфигурацией в основном состоянии ( $[\text{Rn}]5d^{14}6p^37s^2$ ) дубний должен принадлежать к пятой группе Периодической таблицы как более тяжелый гомолог Nb и Ta. Имея в виду, что изотоп, представляющий интерес, испытывает спонтанное деление, специальное внимание уделяли отделению элементов пятой группы от актинидов, в первую очередь от спонтанно делящихся изотопов калифорния:  $^{252}\text{Cf}$  ( $T_{1/2} = 2,65$  лет, SF — 3,1 %) и  $^{254}\text{Cf}$  ( $T_{1/2} = 60,5$  сут, SF — 99,7 %). Отделение от актинидов, включая Lr, одновременно давало ответ на вопрос: не испытывает ли  $^{268}\text{Db}$  распад, завершающийся спонтанным делением  $^{264}\text{Lr}$ .

Эксперименты выполнялись на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ в июне 2004 г. Принципиальная схема облучения мишени представлена на рис. 3.

Вращающаяся мишень площадью 32 см<sup>2</sup> из обогащенного изотопа  $^{243}\text{Am}$  (99,9 %) в форме оксида была нанесена на 1,5-мкм титановую фольгу с поверхностной плотностью 1,2 мг/см<sup>2</sup> по  $^{243}\text{Am}$ . Мишень облучалась ионами  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 247 МэВ в середине слоя с интенсивностью  $5 \cdot 10^{12}$  ионов/с. Выбитые из мишени продукты реакций проходили через коллиматор диаметром 12 мм, располагавшийся на расстоянии 10 мм от мишени, и тормозились в блоке медного кэтчера диаметром 50 мм. Было выполнено восемь аналогичных облучений продолжительностью от 20 до 45 ч.

После каждого облучения с поверхности кэтчера удалялся слой толщиной 7–10 мкм (120–180 мг меди). Медные стружки растворялись в концентрированной  $\text{HNO}_3$ . Для спектрометрического контроля процесса разделения элементов пятой группы и актинидов в полученный раствор добавлялись аликвоты растворов, содержащих азотнокислые  $^{92\text{m}}\text{Nb}$ ,  $^{177}\text{Ta}$ ,  $^{169}\text{Yb}$  и  $^{167}\text{Tm}$ . На основании данных спектромет-

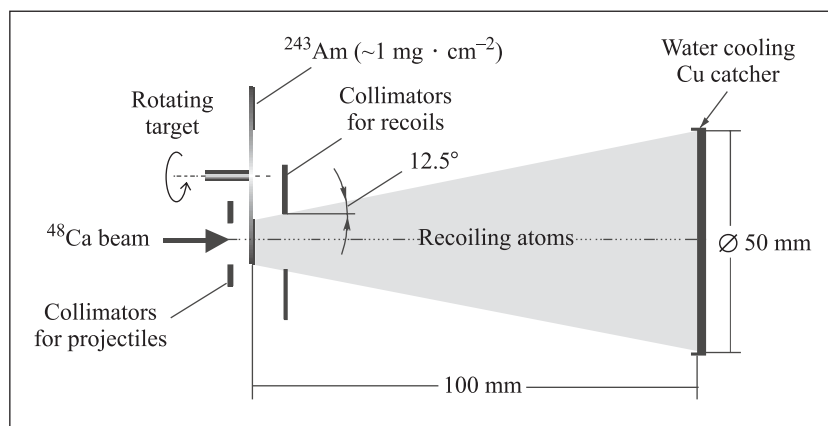


Рис. 3. Схема устройства для облучения мишени  $^{243}\text{Am}$  и сбора продуктов реакции

ри было установлено, что из облученного источника  $^{92m}\text{Nb}$  и  $^{177}\text{Ta}$  выделялись с эффективностью  $(85 \pm 5)$  и  $(75 \pm 5)$  % соответственно, при этом наличие актинидов подавлялось не менее чем на  $8 \cdot 10^3$ .

Химическая процедура занимала 2–3 ч, начиная от окончания облучения до начала измерений на детекторе. Для регистрации  $\alpha$ -частиц и осколков спонтанного деления исследуемые образцы помещались между парами полупроводниковых детекторов, которые, в свою очередь, располагались внутри детектора нейтронов спонтанного деления. Эффективность детектирования осколков спонтанного деления составляла 90 %. Нейтроны регистрировались со средней эффективностью около 40 %. В тестовом измерении, продолжавшемся 330 ч перед экспериментом, не было зарегистрировано ни одного фоновое событие спонтанного деления.

В восьми сеансах облучения  $^{243}\text{Am}$ -мишени ионами  $^{48}\text{Ca}$  с полной дозой пучка  $3,4 \cdot 10^{18}$  было зарегистрировано 15 событий спонтанного деления. Полная продолжительность измерений составила 957 ч.

Период полураспада —  $32^{+11}_{-7}$  ч, оцененный на основании временных распределений событий спонтанного деления в выполненных экспериментах, согласуется с периодом полураспада, полученным в «физическом» эксперименте в пределах погрешностей. Измеренная величина полной кинетической энергии осколков деления ( $\overline{\text{TKE}}$ ) составила  $\sim 235$  МэВ. Эта величина также согласуется с величиной ( $\overline{\text{TKE}} \sim 225$  МэВ), полученной в физическом эксперименте. Среднее число нейтронов на акт деления составило  $\bar{\nu} \sim 4,2$ . Величины параметров — высокая полная кинетическая энергия осколков и множественность нейтронов при спонтанном делении — указывают на распад весьма тяжелого ядра. Для сравнения, при спонтанном делении  $^{248}\text{Cm}$ :  $\overline{\text{TKE}} = 181$  МэВ и  $\bar{\nu} = 3,14$ , и для  $^{252}\text{Cf}$ :  $\overline{\text{TKE}} = 185$  МэВ и  $\bar{\nu} = 3,75$ .

На основании выхода спонтанно делящейся активности может быть определено сечение образования «родительских» ядер элемента 115 — продуктов испарения нейтронов в реакции  $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ . Это сечение образования составило  $\sim 4$  пб, что вполне согласуется с величиной  $\sigma_{3n} \sim 3$  пб, измеренной в экспериментах на газонаполненном сепараторе.

Таким образом, данные выполненных экспериментов являются независимым подтверждением синтеза элемента 115, равно как и элемента 113, в реакции  $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ .

### Сепаратор MASHA

Сепаратор был установлен в специальном испытательном павильоне ЛЯР. Тесты сепаратора в целом выполняются как при помощи плазменного источника FEBIAD, так и со специальным ЭЦР-источником ионов. В экспериментах с плазменным источником для ионов Kr, Xe и Hg было достигнуто массовое разрешение  $\Delta M/M \approx 3 \cdot 10^{-4}$  (рис. 4).

Следует отметить, что, благодаря высокой эффективности сепарации продуктов ядерных реакций и возможности использовать сравнительно толстые мишени, выход изотопов сверхтяжелых элементов будет примерно в пять раз выше, чем при использовании кинематических сепараторов. Это обстоятельство позволит применять сепаратор MASHA для прецизионного определения масс продуктов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$  в режиме «off-line».

Испытания показали, что сепаратор MASHA будет превосходить известные установки как по эффективности выделения сверхтяжелых атомов, так и по информативности определения масс и характеристик распада изотопов. Этот сепаратор открывает также новые возможности в изучении физических и химических свойств сверхтяжелых элементов. Первые эксперименты с использованием сепаратора MASHA и пучков ионов  $^{48}\text{Ca}$  запланированы в 2005 г. на циклотроне У-400.

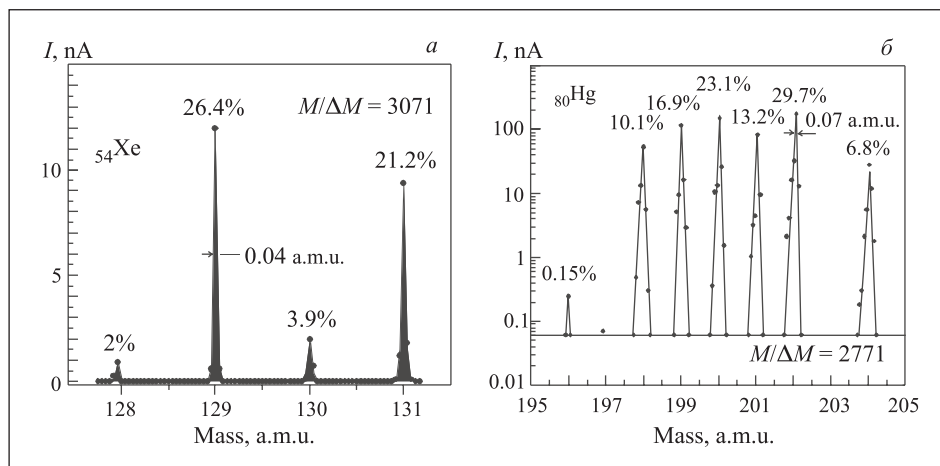


Рис. 4. Спектры масс природных изотопов Xe (а) и Hg (б), полученные на сепараторе MASHA

## Деление ядер

Главной целью экспериментов в 2004 г. было получение информации, необходимой для понимания динамики процессов формирования и распада сверхтяжелых ядер с  $Z = 116-122$ . Особое внимание уделялось влиянию входного канала, эволюции формы составного ядра от момента образования до точки разрыва, а также конкуренции между различными выходными каналами — делению, квазиделению, формированию остатков испарения. Информация о процессах слияния-деления и квазиделения получалась на основании измерений угловых, массовых и энергетических распределений осколков деления.

Были проанализированы экспериментальные данные, полученные при изучении массовых и энергетических распределений осколков деления, а также функций возбуждения для сверхтяжелых ядер с  $Z = 102-122$ , образующихся в реакциях  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$ ;  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ;  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях вблизи и ниже кулоновского барьера. В ЛЯР выполнена серия экспериментов с использованием двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET. В этих экспериментах обнаружено сильное влияние оболочечных эффектов на распределение осколков квазиделения ядер с  $Z = 112-122$ , а именно влияние оболочки с  $Z = 28$  и  $N = 50$  в легком осколке и оболочки с  $Z = 50$  и  $N = 126$  в тяжелом.

При анализе массовых распределений осколков деления сверхтяжелых ядер удалось выполнить разделение вкладов от процессов слияния-деления и квазиделения. Было найдено, что массовые распределения осколков деления составных ядер с  $Z = 112-122$  являются асимметричными. При этом масса легкого осколка составляет  $M_L \approx 132-134$  а.е.м. Таким образом, асимметрия массового распределения при делении сверхтяжелых ядер определяется сферической оболочкой в лег-

ком осколке, например, в дваждымагическом олове ( $Z = 50$ ,  $N = 82$ ). В противоположность этому при делении актинидных ядер асимметрия массового распределения связана с оболочечной структурой деформированного тяжелого осколка с  $M_H \approx 140$  а.е.м. [5].

Конкуренция процессов слияния-деления и квазиделения сверхтяжелых ядер изучалась в зависимости от входного канала реакций, а также от оболочечной структуры взаимодействующих ядер и образующегося составного ядра. Для реакций, вызываемых ионами  $^{48}\text{Ca}$ , были систематизированы данные об отношении сечений деления и квазиделения как функции от массы формируемого составного ядра. Найдено, что вклад квазиделения значительно уменьшается в реакциях, в которых используются магические сферические ядра. В случае ядер  $^{274}\text{Hs}$  и  $^{256}\text{No}$  при низких энергиях возбуждения было обнаружено многомодальное деление.

В рамках сотрудничества с LNL (Legnaro, Италия) было продолжено изучение сечений деления и образования испарительных остатков. Были продолжены также измерения массово-энергетических и угловых распределений осколков деления  $^{192,202}\text{Pb}$ , образующегося в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{144,154}\text{Sm}$  (рис. 5) [6]. В реакциях с сильно деформированным ядром-мишенью  $^{154}\text{Sm}$  была обнаружена асимметричная компонента в массовом распределении осколков деления при энергиях вблизи и ниже кулоновского барьера. Выход этой компоненты возрастал при убывании энергии возбуждения. Угловое распределение осколков было резко асимметрично, что подтверждает связь данной компоненты с квазиделением. В случае сферического ядра  $^{144}\text{Sm}$  такой эффект не наблюдается.

В реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{250}\text{No}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W} \rightarrow ^{250}\text{No}$  измерялись массовые и угловые распределения осколков деления и квазиделения при энергиях вблизи кулоновского барьера. Сильное проявление квазиделительной компоненты наблюдалось в относительно более симметричной комбина-

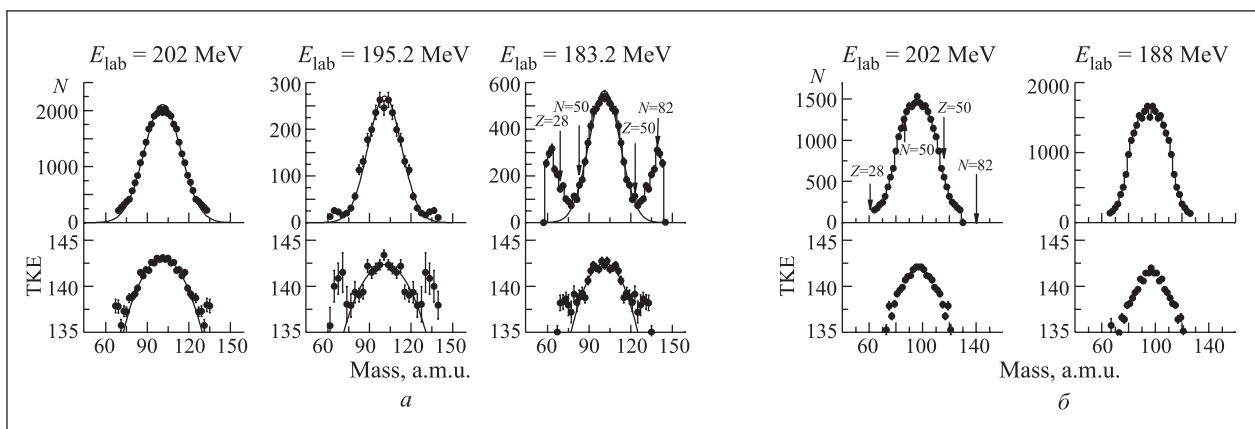


Рис. 5. Массовые и энергетические распределения осколков деления в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{202}\text{Pb}$  (а) и  $^{48}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{192}\text{Pb}$  (б) при различных энергиях  $^{48}\text{Ca}$

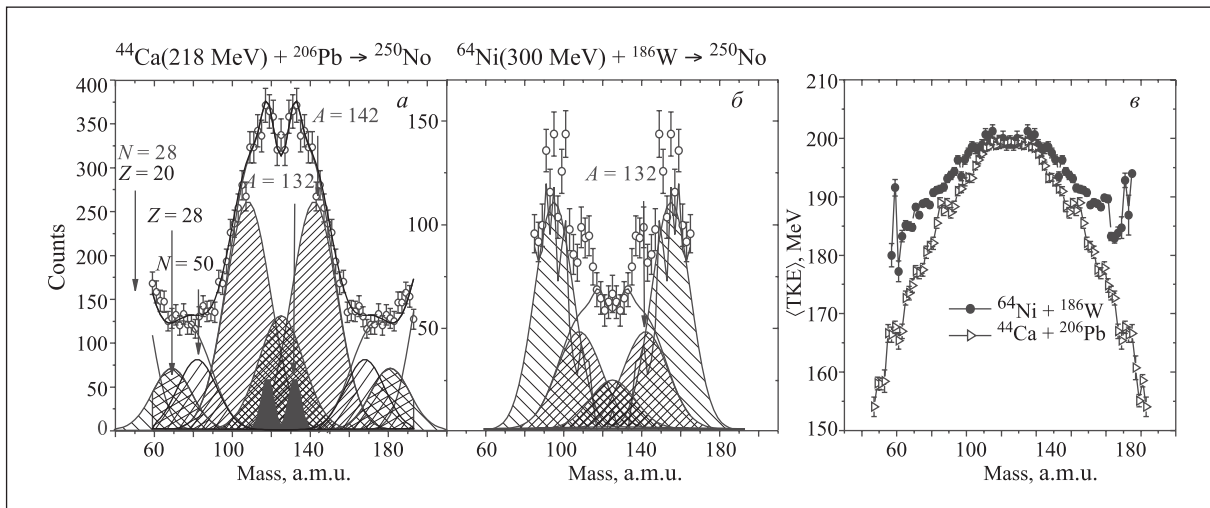


Рис. 6. Массовые распределения осколков деления в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{250}\text{No}$  (а),  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W} \rightarrow ^{250}\text{No}$  (б) и средние кинетические энергии  $\langle \text{TKE} \rangle$  как функции масс осколков (в) при энергии возбуждения 30 МэВ

ции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W} \rightarrow ^{250}\text{No}$  в сравнении комбинацией  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{250}\text{No}$  (рис. 6). Из анализа массово-энергетических распределений следует, что только незначительная часть выхода осколков ( $\sim 25\%$ ) может быть связана с делением составного ядра в реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ . При этом основным процессом является квазиделение. Напротив, в реакции  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  около 70% от полного числа осколков связаны с делением составного ядра  $^{250}\text{No}$ .

### Сепаратор ВАСИЛИСА

Для изучения характеристик распада продуктов реакций, транспортируемых на фокальную плоскость сепаратора ВАСИЛИСА, была разработана новая система детекторов. Она состояла из временных детекторов на основе микроканальных пластин, а также кремниевых и германиевых детекторов, оптимизированных для регистрации факта попадания продуктов реакции в детектор и коррелированных событий их последующих распадов, включая  $\alpha$ -,  $\beta$ -распады, испускание  $\gamma$ -квантов или X-лучей и

осколков деления. Ядра отдачи имплантировались в 16-стриповый детектор. В направлении навстречу пучку были смонтированы четыре детектора электронов. Вся сборка была окружена семью германиевыми детекторами.

Основной идеей при создании такой системы было максимальное использование преимуществ, связанных с наличием в ЛЯР уникальных актинидных мишеней и высокоинтенсивных пучков циклотрона У-400. Таким образом, впервые появлялась возможность систематического исследования изотопов с  $Z > 100$  и числом нейтронов, приближающимся к  $N = 162$ .

Для испытания нового детектора совместно с системой сбора данных изучались продукты реакции полного слияния:  $^{48}\text{Ca} + ^{164}\text{Dy} \rightarrow ^{212}\text{Rn}^*$ ,  $^{40}\text{Ar} + ^{174}\text{Yb} \rightarrow ^{214}\text{Ra}^*$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{221}\text{Pa}^*$  при энергиях возбуждения, соответствовавших каналам девозбуждения с испарением 4–5 нейтронов.

При интенсивности пучка около 0,7 мкА по частицам скорость счета рассеянных ионов и нежелательных продуктов реакций была менее 50 Гц. Ско-

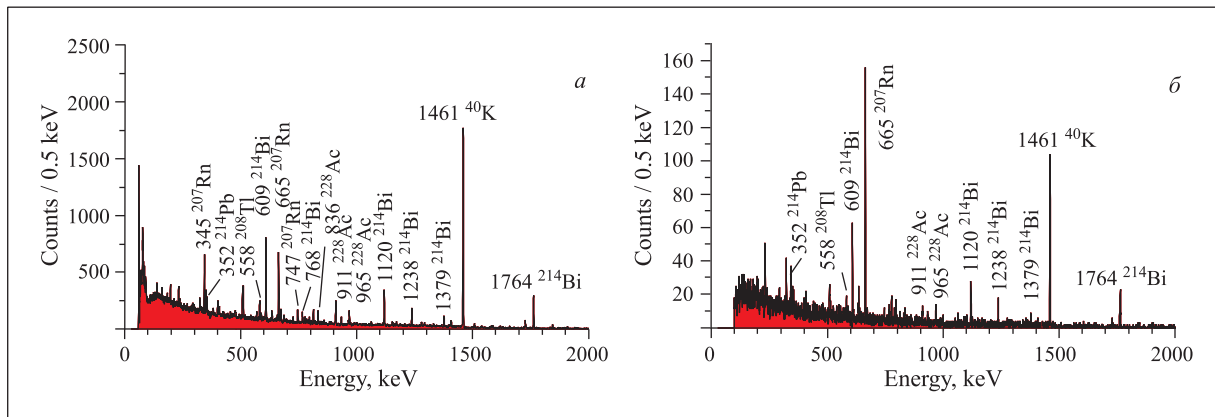


Рис. 7. а) Образцы  $\gamma$ -спектров продуктов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{164}\text{Dy} \rightarrow ^{212}\text{Rn}^*$ , полученных с одиночного Ge-детектора с BGO антикомptonовской защитой; б) тот же спектр, «очищенный» с помощью ER- $\gamma$ -корреляционного

рость счета фоновых  $\gamma$ -квантов одним Ge-детектором при этой интенсивности пучка составляла около 1 кГц. При использовании антикомптоновской защиты из кристаллов BGO, включенных в систему антисовпадений, скорость счета снижалась до 300 Гц. На рис. 7 представлен образец спектра  $\gamma$ -квантов, полученного в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{164}\text{Dy} \rightarrow ^{212}\text{Rn}^*$ . На спектре отчетливо видны  $\gamma$ -переходы в изомерном состоянии  $^{207}\text{Rn}$ .

В первых полномасштабных экспериментах изучались продукты реакций полного слияния:  $^{48}\text{Ca} + ^{207,208}\text{Pb} \rightarrow ^{255,256}\text{No}^*$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{257}\text{Lr}^*$ . Детектировались распады изотопов  $^{253,254,255}\text{No}$  и  $^{255}\text{Lr}$ , а также их дочерних продуктов. В настоящее время данные обрабатываются.

### Сепаратор COMBAS

В течение 2004 г. на сепараторе COMBAS были выполнены эксперименты по получению радиоактивных пучков  $^{13}\text{B}$ ,  $^{14}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$  и изучению кластерной структуры  $^{11}\text{B}$ .

В реакциях фрагментации  $^{18}\text{O}$  ( $35 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$ ) +  $^9\text{Be}$  были определены выходы нейтронообогащенных изотопов  $^{13}\text{B}$  ( $2 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ ),  $^{14}\text{B}$  ( $5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ ),  $^{15}\text{B}$  ( $3 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ ). Было показано, что достигнутые интенсивности позволяют изучать кластерную структуру этих ядер.

Были закончены монтаж и испытания многодетекторной системы из 32 стриповых детекторов в фокальной плоскости сепаратора для регистрации совпадений продуктов реакций срыва ядер  $^{11-15}\text{B}$ . Разработаны и созданы многоканальная электронная система и соответствующая система сбора данных, удовлетворяющие требованиям спектроскопии многих частиц.

Был выполнен тестовый эксперимент по изучению реакции срыва  $^{11}\text{B}^*$  при неупругом рассеянии  $^{11}\text{B}$  ( $33 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$ ) +  $^{12}\text{C}$  ( $0,28 \text{ мг/см}^2$ )  $\rightarrow$  ( $^7\text{Li} + ^4\text{He}$ ) +  $^{12}\text{C}^*$ . Полученные данные в настоящее время анализируются. В рамках модели квантовой молекулярной динамики (QMD) с использованием программы CHIMERA проведена симуляция и сравнение с экспериментальными распределений по скоростям, изотопных и элементных распределений продуктов фрагментации в реакции  $^{18}\text{O}$  ( $35 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$ ) +  $^9\text{Be}$  ( $^{181}\text{Ta}$ ) [7].

### Канал высокого разрешения АКУЛИНА

Ранее сообщалось о наблюдении резонанса в основном состоянии  $^5\text{H}$  в реакциях  $^6\text{He} + ^1\text{H}$  и  $^3\text{H} + ^3\text{H}$ . В обеих реакциях получены сходные значения энергии резонанса — 1,7–1,8 МэВ. Вместе с тем осталось разногласие относительно ширины резонанса: неожиданно малой оказалась ширина  $\Gamma_{\text{obs}} \leq 0,5 \text{ МэВ}$ . Это обстоятельство стимулировало дальнейшие исследования ядра  $^5\text{H}$ .

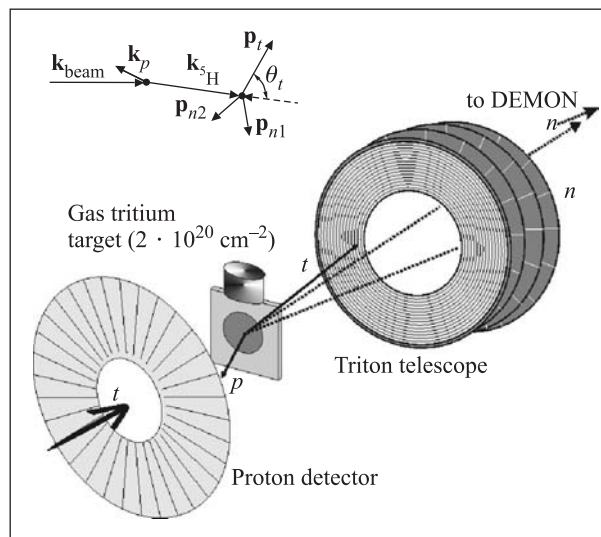


Рис. 8. Схема детектирующей системы установки АКУЛИНА

Эксперименты по получению  $^5\text{H}$  выполнялись в реакции  $t + t$  при энергии тритонов 58 МэВ в различных кинематических условиях. Протоны, испускаемые в реакции  $^3\text{H}(t, p)^5\text{H}$ , детектировались в диапазоне углов  $\theta_{\text{lab}} = 173 - 155^\circ$ , что соответствовало углам в заднем направлении в системе центра масс (см. схему детектора, рис. 8).

Тритоны и нейтроны, испускаемые при распаде  $^5\text{H}$ , детектировались в совпадении с протонами. 49 модулей детектора DEMON, установленных в переднем направлении, регистрировали с большой эффективностью, по крайней мере, один распадный нейтрон. Регистрация тройного  $p$ - $t$ - $n$ -совпадения однозначно определяла выходной канал реакции и позволяла проводить полную кинематическую реконструкцию событий.

Данные в системе центра масс  $^5\text{H}(t + 2n)$  отмечены ромбами на рис. 9, 10. Направление передачи момента  $\mathbf{k}_{\text{beam}} - \mathbf{k}_p$  в реакции  $^3\text{H}(t, p)^5\text{H}$  было выбрано вдоль оси  $Z$ . Спектр недостающей массы  $^5\text{H}$  приведен на рис. 9. Рис. 10 показывает распределе-

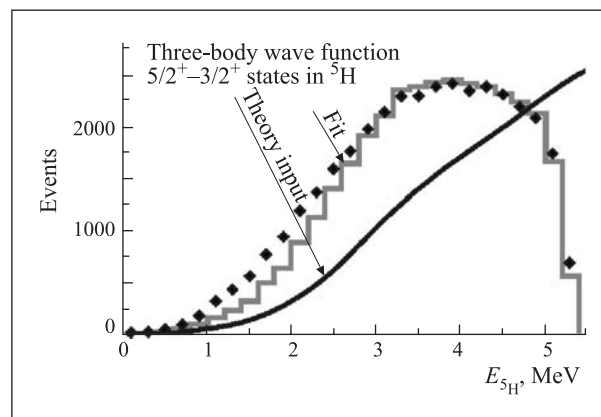


Рис. 9. Спектр недостающей массы  $^5\text{H}$

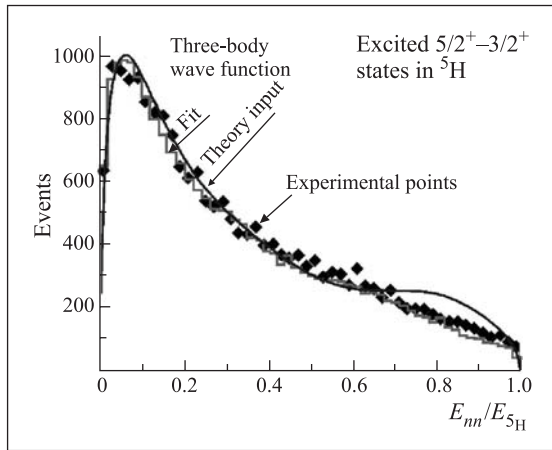


Рис. 10. Спектр относительных энергий двух нейтронов

ние энергии распада ядра  ${}^5\text{H}$  между относительными движениями в подсистемах  $t-nn$  и  $nn$  как отношения  $E_{nn}/E_{{}^5\text{H}}$ . Виден узкий пик, соответствующий сильному «динейтронному» взаимодействию в конечном состоянии.

Наиболее удивительным результатом явилось наблюдение значительных осцилляций в угловом распределении тритонов. Такого сорта корреляции могут возникнуть только в весьма специфических условиях. Основной объем данных, полученных в экспериментах, может быть объяснен только в предположении, что прямая передача двух нейтронов ( $\Delta L = 2, \Delta S = 0$ ) преобладает в реакции  ${}^3\text{H}(t, p){}^5\text{H}$ , приводя к заселению широких перекрывающихся состояний  $3/2^+$  и  $5/2^+$  в  ${}^5\text{H}$ . Согласно теоретическим представлениям эти состояния можно рассматривать как вырожденные.

Для анализа данных применялась следующая процедура. Корреляции, наблюдаемые в распаде  ${}^5\text{H}$ , описывались как  $W = \sum_{JM, J'M'} \langle J'M' | \rho | JM \rangle A_{J'M'}^* A_{JM}$ .  $J, M$  — полный спин  ${}^5\text{H}$  и его проекция;  $A_{JM}$  — амплитуды распадов, зависящие от динамических характеристик  ${}^5\text{H}$ .  $\langle J'M' | \rho | JM \rangle$  — матрица плотности, описывающая поляризацию состояний в  ${}^5\text{H}$ , заселяемых в реакции, и учитывающая смешивание  $3/2^+$ - и  $5/2^+$ -состояний. Амплитуды  $A_{JM}$  представлялись в виде разложений на ограниченном наборе гиперсферических гармоник (предполагалось, что это один и тот же набор для  $3/2^+$ - и  $5/2^+$ -состояний) [8].

Между полученными данными и результатами расчетов удается достичь хорошего согласия при  $E_{{}^5\text{H}} > 2,5$  МэВ. Ниже этой энергии не удастся согласовать данные в предположении об интерференции только состояний  $3/2^+$  и  $5/2^+$ . Корреляции, наблюдаемые при  $E_{{}^5\text{H}} < 2,5$  МэВ, можно воспроизвести, предположив интерференцию  $1/2^+$  основного состояния с дублетом  $3/2^+ - 5/2^+$ . Это может рассматриваться как указание на заселение основного состояния  ${}^5\text{H}$ , лежащего в районе 2 МэВ.

На спектре недостающей массы в  ${}^5\text{H}$ , полученном в последних экспериментах, видна широкая структура при энергии выше 2,5 МэВ. Наблюдаемые сильные корреляции позволяют однозначно интерпретировать эту структуру как смесь  $3/2^+$ - и  $5/2^+$ -состояний. Подобные корреляции являются редким явлением в реакциях передачи с участием частиц с ненулевым спином. Это означает, что либо состояния с  $3/2^+$  и  $5/2^+$  являются полностью вырожденными, либо в механизме реакции проявляется весьма специфическая корреляция этих состояний.

Приближение, предполагающее наблюдение в  ${}^5\text{He}$  состояния с изобарспином  $T = 3/2$ , может позволить получить ценную информацию об энергии и ширине резонанса основного состояния  ${}^5\text{H}$ . Такое аналоговое состояние в  ${}^5\text{He}$  до сих пор не известно.

С целью наблюдать основное состояние и наименьшее состояние  $T = 3/2$  в  ${}^5\text{H}$  (оба имеют конфигурацию  $(1s)^3(1p)^3$ ) изучались реакции  ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^3\text{He}){}^5\text{H}$  и  ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, t){}^5\text{He}$  при энергии ионов  ${}^6\text{He}$  132 МэВ. Эти реакции соответствуют срыву либо протона, либо нейтрона с  $\alpha$ -кора  ${}^6\text{He}$ . Кинематика обеих реакций подобна, а их относительные выходы определяются правилами отбора по изоспину.

В этих экспериментах использовались два телескопа. Первый телескоп регистрировал частицы, испускаемые в реакции  $({}^3\text{He}, t)$  под лабораторными углами  $(25 \pm 7)^\circ$ . Второй телескоп использовался для детектирования частиц, испускаемых под углами  $(16 \pm 11)^\circ$ . Этими частицами были: тритоны, возникающие при распаде  ${}^5\text{H}$  и ядра  ${}^3\text{He}$ , тритоны или дейтроны, возникавшие в разных модах распада  ${}^5\text{He}$ .

В реакции  ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^3\text{He})$  наблюдался резонанс при  $E_{\text{obs}} = (2, 2 \pm 0, 4)$  МэВ с шириной  $\Gamma_{\text{obs}} = 2, 5$  МэВ. Вполне допустимо приписать этот резонанс основному состоянию  ${}^5\text{H}$ .

Данные, полученные в реакции  ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, t)$ , указывают на присутствие резонансного состояния в  ${}^5\text{He}$  с изобарспином  $T = 3/2$ , располагающегося при энергии возбуждения  $E_{\text{obs}} = (22, 1 \pm 0, 3)$  МэВ и шириной  $\Gamma_{\text{obs}} = (2, 5 \pm 0, 3)$  МэВ. Было найдено, что это состояние в  ${}^5\text{H}$  указывает на наличие трехтельной моды распада, разрешенной для состояния с  $T = 3/2$ . Сечения были оценены как  $(0, 10 \pm 0, 03)$  и  $(0, 2 \pm 0, 1)$  мб/ср соответственно для  ${}^5\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$  и  ${}^5\text{He} \rightarrow t + p + n$  мод распада изобар-аналогового состояния  ${}^5\text{He}$ .

#### Экзотические моды распада. 4 $\pi$ -детектор FOBOS

Основные усилия группы детектора FOBOS в прошедшем году были направлены на изучение нового вида ядерного превращения, а именно коллинеарного кластерного распада (ССТ), обнаруженного ранее в наших экспериментах. Была успешно введена в строй новая установка — модернизированный мини-FOBOS (ММФ). Эта установка была специально оптимизирована для исследования характе-



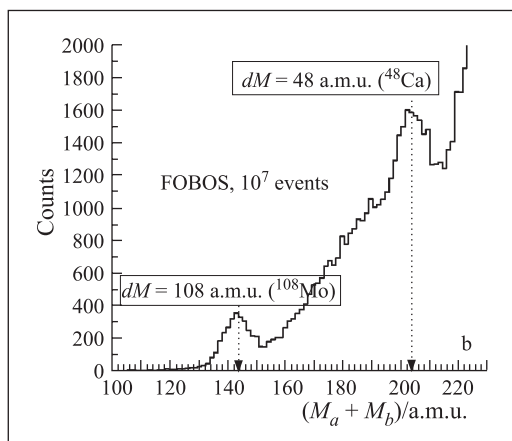


Рис. 11. Спектр полных масс осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$

ристик ССТ-канала распада тяжелых ядер. На рис. 11 представлен фрагмент распределения суммарной массы двух коллинеарных осколков деления ( $M_a + M_b$ ) при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . Отклонение ( $M_a + M_b$ ) от массы материнского ядра обусловлено наличием рассеянных осколков и вкладом от событий впервые наблюдаемого истинно тройного деления. Величина отклонения служит оценкой массы третьего незарегистрированного фрагмента (метод недостающей массы). Появление локальных пиков  $dM = 48$  а.е.м. и  $dM = 108$  а.е.м. объясняется преимущественным рождением магических ядер в тройном делении.

### Реакции, вызываемые пучками ионов стабильных и радиоактивных изотопов легких элементов

На циклотроне У-400М были проведены измерения функций возбуждения реакций слияния с последующим испарением нейтронов из компаунд-ядер  $^{215}\text{At}$ , образующихся в реакциях  $^{208}\text{Pb}(^7\text{Li}, xn)^{215-xn}\text{At}$  и  $^{209}\text{Bi}(^6\text{He}, xn)^{215-xn}\text{At}$  [10]. Также в этих реакциях были измерены сечения деления ядра  $^{215}\text{At}$ . Эксперименты выполнялись при энергиях бомбардирующих частиц в диапазоне 7–25 МэВ/нуклон. С пучком ионов  $^7\text{Li}$  были измерены функции возбуждения с испарением 3–9 нейтронов, а для пучка  $^6\text{He}$  — 4–8 нейтронов (рис. 12). Пучок  $^6\text{He}$  получался как вторичный при взаимодействии  $^7\text{Li}$  с бериллиевой мишенью. Эксперименты выполнялись на многодетекторной установке MULTI.

Сравнительный анализ функций возбуждения изученных реакций  $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$  и  $^7\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  показал, что эти функции идентичны с точностью до погрешностей эксперимента в широком диапазоне энергий возбуждения. Этот факт является указанием на то, что при взаимодействиях слабосвязанных ядер  $^7\text{Li}$  и  $^6\text{He}$  при энергиях выше кулоновского барьера

во входном канале не наблюдается никаких особенностей, а распад образовавшегося составного ядра определяется исключительно его свойствами. Изучение этих реакций при энергиях вблизи кулоновского барьера будет продолжено на пучках ускорительного комплекса DRIBs.

Были проведены измерения полных сечений  $\sigma_R$  реакций  $^4,6\text{He} + ^{28}\text{Si}$  и  $^7\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  в диапазоне энергий 5–50 МэВ/нуклон [11]. Эксперименты выполнялись с использованием метода трансмиссии в многослойном полупроводниковом телескопе. Применение тонких Si-детекторов толщиной 20–300 мкм позволило детально изучить энергетическую зависимость  $\sigma_R$  с разрешением  $\delta E \sim 1$  МэВ/нуклон.

Анализ полученных данных обнаружил нерегулярность в ходе полного сечения реакции  $^4,6\text{He} + ^{28}\text{Si}$  в энергетическом диапазоне 10–20 МэВ/нуклон. Экспериментальное сечение превосходит расчетное на 150–200 мб. Эта нерегулярность может быть связана с проявлением одночастичного взаимодействия нейтронов, формирующих гало, протонами ядра-мишени.

Серия экспериментов была посвящена изучению ядерной структуры осколков деления методами резонансной лазерной спектроскопии. Была разработана методика измерения квадрупольных моментов нечетных изотопов  $^{93}\text{Zr}$  и  $^{95}\text{Zr}$ . Эти изотопы химически извлекались из урановой мишени после облучения

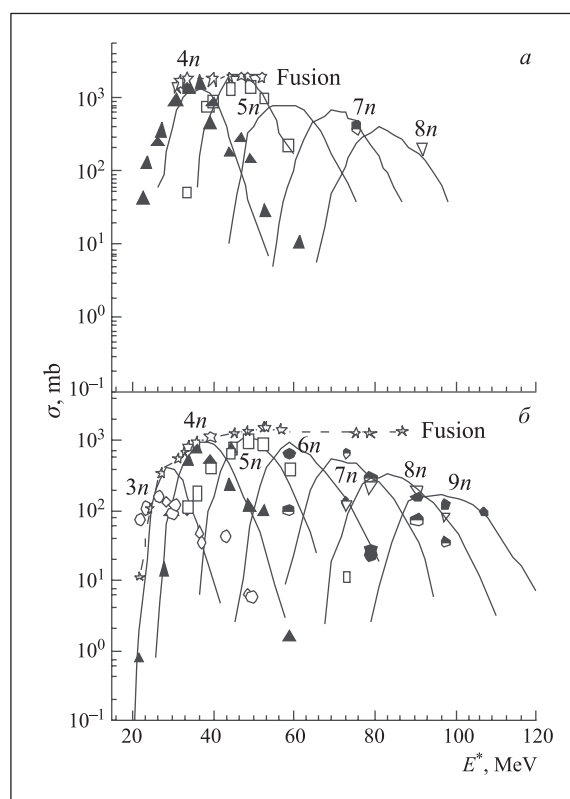


Рис. 12. Функции возбуждения каналов испарения нейтронов в реакциях полного слияния  $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$  (а) и  $^7\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  (б)

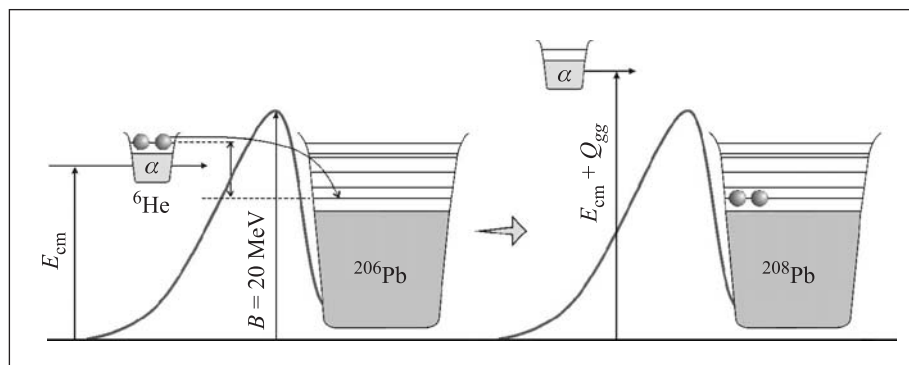


Рис. 13. Схема процесса «последовательного слияния» ядер  ${}^6\text{He}$  с  ${}^{208}\text{Pb}$  при околобарьерных энергиях

тормозным излучением микротрона ЛЯР. Анализ данных проводится в настоящее время. Будет получена информация об изменении деформации ядер с увеличением избытка нейтронов.

### Теоретическая и компьютерная физика

Проведен систематический анализ динамики реакции образования и распада сверхтяжелых ядер при энергиях пучка вблизи кулоновского барьера [12]. В рамках модели, предложенной ранее, рассчитывалась трехмерная потенциальная поверхность в пространстве «удлинение–деформация–массасимметрия». Результаты расчетов использовались для анализа образования сверхтяжелых ядер и процессов квазиделения. Главное внимание уделялось влиянию эффектов ориентации при взаимодействии статически деформированных ядер на образование тяжелых составных ядер. Было показано, что взаимодействие при ориентации «острыми концами» в основном приводит систему в канал квазиделения, а взаимодействие «бокком» ведет предпочтительно к образованию составного ядра. Этот эффект сдвигает максимум функции возбуждения образования остатков испарения в асимметричных реакциях, вызываемых  ${}^{48}\text{Ca}$ , в сторону более высоких энергий вблизи кулоновского барьера при «боковом» взаимодействии ядер.

Для исследования процессов испарения предельных нейтронов выполнялись расчеты с использованием уравнения Ланжевена и статистической модели. Были проанализированы несколько комбинаций бомбардирующая частица – мишень, приводящие к образованию составного ядра [13]. Рассчитанные массовые распределения осколков деления и квазиделения, а также множественности предельных нейтронов в разумных пределах согласуются с экспериментальными данными. В нейтронных распределениях были найдены две компоненты, которые могут быть отнесены к квазиделению и «регулярному» делению.

Для околобарьерного слияния слабосвязанных нейтронообогащенных ядер был предложен новый механизм — «последовательное слияние» [14].

В процессе «последовательного слияния» промежуточная передача нейтронов на состояния с  $Q > 0$ , в некотором смысле, играет роль «энергетического лифта» для двух взаимодействующих ядер и может существенно увеличить вероятность слияния при околобарьерных энергиях (рис. 13). Например, в реакциях околобарьерного слияния  ${}^6\text{He} + {}^{206}\text{Pb}$  и  ${}^4\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ , приводящих к одному и тому же составному ядру  ${}^{212}\text{Po}$ , этот эффект должен быть определенно наблюдаем. При  $E_{\text{cm}} \sim 15$  МэВ вероятность образования изотопов Po должна быть примерно в 100 раз больше в реакции  ${}^6\text{He} + {}^{206}\text{Pb}$ , чем в реакции  ${}^4\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ .

### Взаимодействие тяжелых ионов с конденсированными средами

С помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) продолжен анализ радиационных дефектов с «black-white»-контрастом, обнаруженных в кремнии при облучении высокоэнергетичными (710 МэВ) ионами Вi. В результате ПЭМ-исследований с использованием методик химического и ионного снятия субмикронных слоев установлено, что дифракционный «black-white»-контраст обусловлен приповерхностной релаксацией напряженного состояния деструктивной области кристаллической решетки вдоль ионного трека. Химическое снятие сохраняет кристаллическую структуру приповерхностного слоя, ионное распыление, наоборот, формирует аморфизированный приповерхностный слой. Таким образом, показано, что вдоль ионного трека в кремнии от высокоэнергетичного иона висмута образуется цилиндрическая область с деструктивной кристаллической решеткой, которая визуализируется в ПЭМ в виде так называемого «black-white»-контраста за счет ее деформационной релаксации в приповерхностном кристаллическом объеме кремния.

В рамках программы развития технологии ионно-трековой литографии реализованы и исследованы особенности формирования в полимерной матрице (поликарбонат) травленных субмикронных структур с

высоким аспектным отношением (40:1) при облучении высокоэнергетичными (250 МэВ) ионами криптона через поглощающие маски цилиндрической формы.

Развиты физические принципы формирования в ЭЦР-источнике многоэлементного пучка ионов с целью осуществления низкотемпературного синтеза многокомпонентных выделений в твердых телах. Создана установка для прецизионной профилометрии ионного пучка и источник высокоэнергетичных электронов с целью реализации дополнительных условий атермического уничтожения радиационных дефектов в образцах в процессе облучения ионами.

### **Получение и систематизация данных о модификации полимеров под действием тяжелых ионов**

Получены систематические данные о модификации полиимидных пленок под действием ускоренных ионов. Изучены возможности формирования пористой структуры в облученных ионами полиимидных пленках. Изучены структурные и оптические свойства трековых мембран на основе полипирромеллитимида. Предложено использовать последние в качестве радиационно стойких фильтров электромагнитного излучения в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах (в составе рентгеновских телескопов для исследования солнечной короны).

Исследована модификация полиэтиленнафталата (ПЭНФ) при облучении ускоренными тяжелыми ионами. Изучен отклик облученного ионами и исходного ПЭНФ на воздействие ультрафиолетового излучения в диапазоне 310–400 нм. Показана возможность получения высокопроизводительных асимметричных трековых мембран на основе ПЭНФ.

### **Исследование люминесценции монокристаллов при облучении тяжелыми ионами**

Продолжены исследования методами атомно-силовой микроскопии наноразмерных структурных дефектов на поверхности монокристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgO}$  и  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ , облученных ионами криптона, ксенона и висмута с энергиями в интервале 0,6–3,5 МэВ/нуклон. Целью работ является определение закономерностей образования структурных дефектов на поверхности кандидатных материалов — инертных разбавителей (матриц) ядерного топлива, вызываемых облучением тяжелыми ионами с энергиями, характерными для осколков деления. Определены верхние границы значений плотности ионизации в приповерхностном слое образцов, начиная с которых регистрируются радиационно-стимулированные изменения в профиле поверхности данных кристаллов. Эти пороговые значения составляют 25,4 кэВ/нм для сапфира, 15,8 кэВ/нм для оксида магния и 15,5 кэВ/нм для шпинели.

Проведены эксперименты по определению уровня механических напряжений в монокристаллах рубина в процессе облучения ионами аргона, криптона и висмута с энергиями 3–7 МэВ/нуклон. Величина напряжений определялась по сдвигу R-линий в спектрах люминесценции, генерируемой высокоэнергетическими ионами (пьезоспектроскопический эффект) в данном материале. Установлено, что уровень напряжений в слое образца, облучаемом ионами висмута с энергией 710 МэВ, не определяется полной концентрацией дефектов, образованных в упругих столкновениях. Основной вклад в формирование дефектной структуры, в результате чего появляются сжимающие механические напряжения, вносят потери энергии ионов на электронное торможение.

Совместно с ФТИ им. А.Ф.Иоффе, С.-Петербург, и Университетом Этвеша, Будапешт, методами фотолюминесценции и спектроскопии глубоких уровней изучено влияние облучения быстрыми нейтронами и ионами  $\text{Kr}$  (235 МэВ) и  $\text{Bi}$  (710 МэВ) на оптические и электрические свойства 4H-SiC высокоомных чистых эпитаксиальных слоев *n*-типа проводимости, выращенных методом газотранспортной эпитаксии. Электрические характеристики изучались на Al- и Si-барьерах Шоттки, а также ионно-легированных алюминием  $p^+-n-n^+$ -диодах, сформированных на основе этих эпитаксиальных слоев. Согласно полученным экспериментальным данным нейтроны и высокоэнергетические ионы вызывают образование в 4H-SiC идентичных дефектных центров.

Эти результаты показывают, что даже при экстремально высоких значениях плотности ионизации, 34 кэВ/нм, характерных для ионов висмута, формирование дефектной структуры в монокристаллах карбида кремния определяется потерями энергии частиц на упругое рассеяние.

### **Разработка методов получения ультрачистых радионуклидов для ядерной медицины и экологии**

Разработаны методики получения  $^{149}\text{Tb}$ ,  $^{225}\text{Ac}$ ,  $^{237}\text{U}$  и  $^{235}\text{Np}$  для ядерной медицины и экологии, а также методы сбора ядер отдачи  $^{237}\text{U}$  в реакции  $^{237}\text{U}(\gamma, n)$  с коэффициентом обогащения  $10^3$ . Разработана радиохимическая схема очистки  $^{237}\text{U}$  от осколков деления с коэффициентом очистки  $10^5$ – $10^6$ .

Исследована реакция  $^{99\text{m}}\text{Mo}(\text{CO})_6(\gamma, n)$  и разработана радиохимическая схема разделения  $^{99}\text{Mo}(\text{CO})_6$  и  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ . Разработана радиохимическая схема очистки  $^{99}\text{Mo}$ , получаемого в реакции  $^{99\text{m}}\text{Mo}(\gamma, n)$ .

На установке «Миграция» определен ряд физико-химических характеристик ионов  $\text{In}^{+3}$ ,  $\text{Cd}^{+2}$ ,  $\text{Zr}^{+4}$ ,  $\text{Hf}^{+4}$  и  $\text{Pu}^{+6}$  в водных растворах при использовании изотопов  $^{111}\text{In}$ ,  $\text{Cd}$ ,  $^{88}\text{Zr}$ ,  $^{175}\text{Hf}$  и  $^{237}\text{Pu}$ .

## Физика и техника ускорителей

**Циклотрон У-400.** В 1998–2004 гг. циклотрон У-400 использовался преимущественно для ускорения ионов  $^{48}\text{Ca}^{5+}$  в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов. Была проведена модернизация канала аксиальной инжекции, заключающаяся в значительном укорочении горизонтальной части канала. Для повышения эффективности ускорения была применена комбинация линейного и синусоидального банчеров. Модернизация позволила увеличить ток  $^{48}\text{Ca}^{5+}$  в канале инжекции с 40–60 до 80–100 мкА, а выходной ток был поднят с 15 до 25 мкА. Временная диаграмма работы циклотрона У-400 за период 1997–2004 гг. представлена на рис. 14.

Предстоящая модернизация циклотрона У-400 должна существенно улучшить параметры ускорителя. Параметры ускорителя У-400 до модернизации и после модернизации (У-400Р) представлены в таблице.

Целями модернизации являются:

1) понижение уровня магнитного поля в центре циклотрона с 1,93–2,1 до 0,8–1,8 Тл, что позволит снизить мощность, потребляемую обмоткой основного магнита в четыре раза;

2) обеспечить плавную вариацию энергии ионов в пределах фактора 5 для всех отношений  $A/Z$  с монохроматичностью  $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-3}$ ;

3) повысить интенсивность ускоренных ионов редких стабильных изотопов в три раза.

Радиочастотная система У-400Р будет состоять из двух ВЧ-генераторов, возбуждающих два отдельных ВЧ-резонатора дуантов. ВЧ-резонаторы будут изготавливаться из стали с медной плакировкой для уменьшения гашения в вакуумном объеме.

В настоящее время исследуется возможность повышения напряжения инжекции с 13–20 до 40–50 кВ. Предполагается, что вносимые изменения позволят увеличить эффективность ускорения ионов циклотроном У-400Р в 1,5–2 раза, что особенно важно для ускорения таких ионов, как  $^{48}\text{Ca}$ .

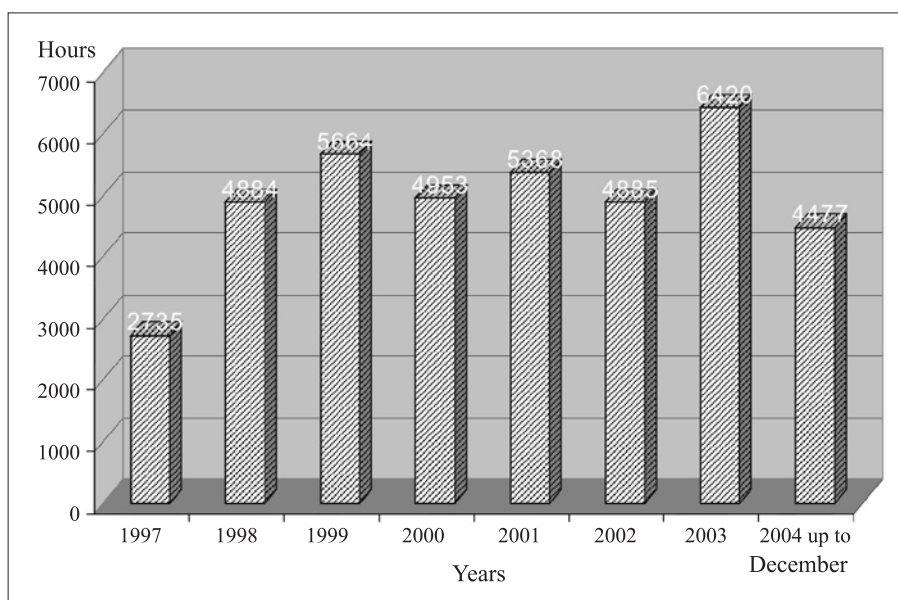


Рис. 14. Временная диаграмма работы циклотрона У-400 в 1997–2004 гг.

Параметры	У-400	У-400Р
Мощность, потребляемая магнитом, кВт	850	200
Индукция магнитного поля в центре, Тл	1,93–2,1	0,8–1,8
Диапазон $A/Z$	5–12	4–12
Частотный диапазон, МГц	5,42–12,2	5,42–12,2
Конечный радиус вывода пучка, м	1,72	1,8
$K$ -фактор	305–625	100–506
Вакуум, торр	$(1-5) \cdot 10^{-7}$	$(1-2) \cdot 10^{-7}$
Метод вывода пучка	Обдирающая фольга	Обдирающая фольга, дефлектор
Направления вывода пучка	2	2

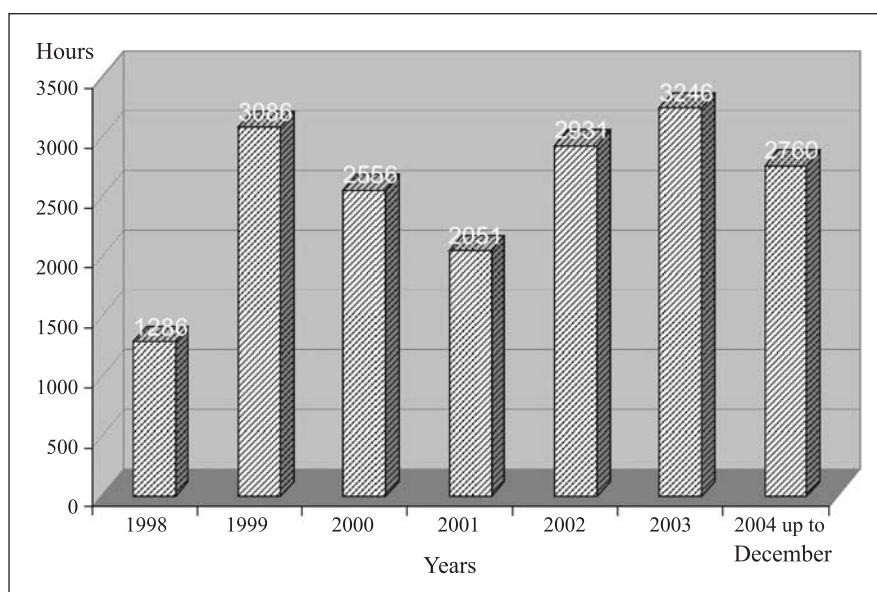


Рис. 15. Временная диаграмма работы циклотрона У-400М в 1998–2004 гг.

**Циклотрон У-400М.** Временная диаграмма работы циклотрона У-400М приведена на рис. 15.

На циклотроне У-400М в настоящее время установлены ионные источники двух типов: ЭЦР-источник — для получения тяжелых ионов и высокочастотный источник, который используется для получения ионов трития. Пучок ускоренных ионов трития использовался в экспериментах по изучению резонансных состояний  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$ .

На ускорителе У-400М в связи с выбранным методом вывода пучка — перезарядкой — ионы трития должны были ускоряться в виде молекулярных ионов  $(\text{DT})^+$ . Потребная интенсивность пучка на криогенной тритиевой мишени составляла  $10^8 \text{ c}^{-1}$ . С учетом потерь при транспортировке и монохроматизации интенсивность ускоряемых ионов должна была составлять около 10 нА ( $6 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ). Таким образом, основными требованиями к источнику были: минимальный расход радиоактивного трития; высокий выход молекулярных ионов; длительный срок службы.

Для получения молекулярных ионов был выбран радиочастотный источник (рис. 16). Во время испытаний на стенде источник был оптимизирован для получения ионов  $\text{H}_2^+$ .

Для ввода атомов трития в источник в РФЯЦ ВНИИЭФ (г. Саров, Россия) была разработана специальная система, обеспечивавшая плавную подачу газа и безопасность при работе.

Изотопы водорода, включая дейтерий-тритиевую смесь, химически связывались на  ${}^{238}\text{U}$ . После нагревания урана изотопы водорода перетекали в буферный объем, из которого благодаря диффузии через стенки нагретого никелевого капилляра поступали в ионный источник. Специальное внимание уделялось безопасности окружающей среды. После ускорения

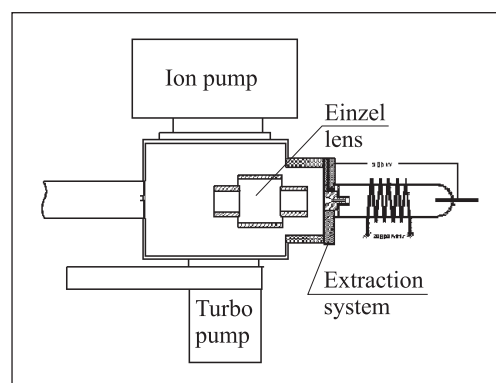


Рис. 16. Схема радиочастотного источника ионов

до энергии 58 МэВ пучок ионов трития транспортировался к установке АКУЛИНА.

**Ускорительный комплекс DRIBs.** В 2003 г. была реализована первая стадия проекта DRIBs. Эксперименты с пучком радиоактивных ионов  ${}^6\text{He}$  были начаты в декабре 2004 г. Циклотрон У-400 ускоряет вторичные ионы  ${}^6\text{He}^+$ , производимые на ускорителе У-400М, от энергии 3,5 кэВ/нуклон до 5–20 МэВ/нуклон.

**Циклотрон DC-40.** Циклотрон DC-40 был введен в эксплуатацию в 1985 г. и использовался для ускорения ионов от С до Аг до фиксированной энергии около 1,2 МэВ/нуклон. Для получения ионов применялся источник типа PIG. Практика показала, что для проведения экспериментов в области физики твердого тела и в прикладных целях необходимы более тяжелые ионы, вплоть до Хе. Для этого необходим мощный источник ионов, способный производить интенсивные пучки многозарядных ионов, таких как  $\text{Kr}^{15+}$  или  $\text{Xe}^{23+}$ . Для решения этой задачи

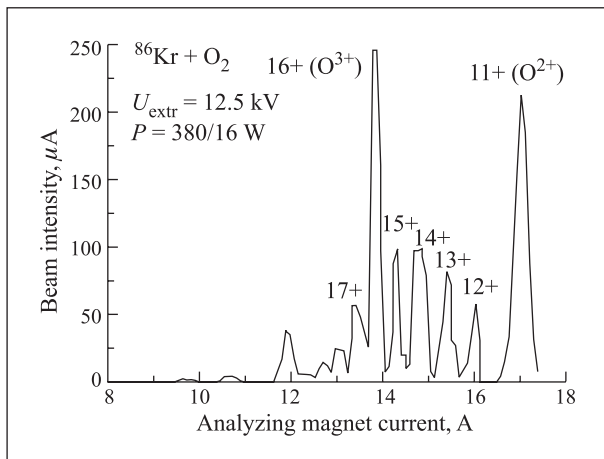


Рис. 17. Спектр ионов криптона, полученный в сверхпроводящем источнике SC ECRIS

был создан сверхпроводящий ЭЦР-источник ионов (SC ECRIS) совместно с новой линией аксиальной инжекции.

Отличительной чертой нового источника является использование компактного Gifford-МcMahon-рефрижератора для охлаждения обмоток соленоида до 4,2 К. Рефрижератор обеспечивает сверхпроводимость обмоток без применения жидкого гелия. Гексапольный магнит выполнен из постоянных NdFeB-магнитов с высокой остаточной намагниченностью ( $B_r \sim 1,3$  Тл). Подводимая микроволновая мощность составляла 1,5 кВт при частоте 18 ГГц. Один из первых спектров зарядности ионов Kr, полученных в сверхпроводящем источнике SC ECRIS, приведен на рис. 17.

Все системы циклотрона показали при испытаниях хорошие результаты. В настоящее время циклотрон вводится в эксплуатацию. Ускорен и выведен первый пучок ионов  $Kr^{15+}$ .

**Циклотрон DC-72.** В соответствии с планом на 2004 г. были выполнены испытания основных систем циклотрона DC-72. Полностью завершены магнитные измерения. Проведена откачка канала акси-

альной инжекции, при этом достигнуты проектные параметры.

**Циклотрон DC-60.** Подготовлен проект циклотрона DC-60. Ускоритель должен будет производить интенсивные пучки ионов в диапазоне энергий 0,35–1,67 МэВ/нуклон, а также пучки ионов из ЭЦР-источника с энергией 25 кэВ/(ед. заряда). Циклотрон будет использоваться для проведения как фундаментальных, так и прикладных исследований:

- трековые мембраны и их приложения;
- модификация поверхности материалов;
- фундаментальные и прикладные аспекты образования ядерных треков в твердых веществах;
- нанотехнологии ионной имплантации.

Проект прошел экспертизу Научного совета по ускорителям РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 054607.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Ibid. V. 70. P. 064609.
3. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Ibid. V. 69. P. 021601(R).
4. *Dmitriev S. N. et al.* JINR Preprint E12-2004-157. Dubna, 2004.
5. *Itkis M. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 136.
6. *Trotta M. et al.* // Ibid. P. 245.
7. *Aleshin V. P. et al.* // Proc. of Intern. Symp. on Exotic Nuclei «EXON-2004», Peterhof, Russia, July 5–12, 2004 (in press).
8. *Grigorenko L. V. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 20. P. 419.
9. *Pyatkov Yu. V. et al.* JINR Preprint E15-2004-65. Dubna, 2004.
10. *Хассан А.А. и др.* Препринт ОИЯИ P15-2004-122. Дубна, 2004.
11. *Ugryumov V. Yu. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. E53.
12. *Zagrebaev V. I.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 164.
13. *Aritomo Y. et al.* // Prog. Theor. Phys. Suppl. 2004. V. 154. P. 449.
14. *Zagrebaev V. I.* // Ibid. P. 122.