

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ им. Г. Н. ФЛЕРОВА

В 2006 г. научная программа Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова в области физики тяжелых ионов включала эксперименты по синтезу тяжелых и экзотических ядер с использованием пучков ускоренных ионов стабильных и радиоактивных изотопов, изучение механизма ядерных реакций, развитие ускорительной техники, изучение взаимодействия тяжелых ионов с конденсированными средами, а также прикладные исследования. Эти направления исследований были представлены в трех лабораторных темах и одном общеинститутском проекте:

- синтез новых ядер, изучение свойств ядер и механизмов реакций с тяжелыми ионами (12 проектов);
- радиационные эффекты и модификация материалов, радиоаналитические и радиоизотопные исследования (5 проектов);
- развитие циклотронного комплекса ЛЯР для получения интенсивных пучков ускоренных ионов стабильных и радиоактивных изотопов (2 проекта);
- создание комплекса ускорителей — циклотронов У-400 + У-400М и микротрона МТ-25 — для получения пучков радиоактивных ядер (общеинститутский проект DRIBs).

Время работы основных ускорителей ЛЯР в 2006 г. составило в соответствии с планом около 9000 ч. Благодаря этому были успешно выполнены новые эксперименты в области физики низких и промежуточных энергий.

Синтез новых элементов

В экспериментах, выполненных в 1999–2006 гг., в реакциях полного слияния ионов ^{48}Ca с мишенями из ^{238}U , $^{242,244}\text{Pu}$, ^{243}Am , $^{245,248}\text{Cm}$ и ^{249}Cf были непосредственно синтезированы 17 наиболее тяжелых нуклидов с $Z = 112$ –116 и 118, а также многие изотопы более легких элементов, являющиеся дочерними продуктами их распада [1]. Для четных по Z элементов 112, 114 и 116 были наблюдаены по четыре изотопа — $^{282-285}112$, $^{286-289}114$ и $^{290-293}116$,

образовавшиеся в различных перекрестных реакциях. Для нечетных по Z элементов наблюдались только пары изотопов $^{283,284}113$ и $^{287,288}115$ в единственной реакции — $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$.

В 2006 г. было продолжено изучение новой области повышенной стабильности сверхтяжелых элементов. Изучалось образование элемента 113 непосредственно в реакции $^{237}\text{Np} + ^{48}\text{Ca}$ [2]. Синтез более легких изотопов элемента 113 и продуктов его α -распада в реакциях $^{237}\text{Np}(^{48}\text{Ca}, xn)^{285-x}113$ позволил получить ценную информацию о влиянии нейтронных оболочек $N = 162$ и $N = 184$ на природу изменений свойств распада ядер в зависимости от чисел нейтронов на границе области сферических сверхтяжелых ядер. Кроме того, продуктом реакции $^{237}\text{Np} + ^{48}\text{Ca}$ является компаунд-ядро $^{285}113$, которое на две α -частицы «легче», чем $^{293}117$. Этот нуклид может образовываться в реакции полного слияния $^{243}\text{Am} + ^{50}\text{Ti}$, которая может быть использована для синтеза неизвестного элемента 117.

Облучение мишени ^{237}Np ($> 99\%$, $0,37 \text{ мг/см}^2$) ионами ^{48}Ca проводилось в июне–июле 2006 г. на дубненском газонаполненном сепараторе. Полная доза ионов пучка ^{48}Ca составила $1,1 \cdot 10^{19}$. Энергия ионов в центре слоя мишени составляла 244 МэВ, что соответствовало энергии возбуждения составного ядра $^{285}113 E^* = (39,1 \pm 2,2) \text{ МэВ}$.

В изученной реакции впервые наблюдались две цепочки распадов нового изотопа $^{282}113$. Были определены свойства четырех изотопов, испытывающих α -распад: $^{282}113$ ($E_\alpha = (10,63 \pm 0,08) \text{ МэВ}$, $T_{1/2} = 73^{+134}_{-29} \text{ мс}$), ^{278}Rg ($E_\alpha = (10,69 \pm 0,08) \text{ МэВ}$, $T_{1/2} = 4,2^{+7,5}_{-1,7} \text{ мс}$), ^{274}Mt ($E_\alpha = (10,0 \pm 1,1)$ и $(9,76 \pm 0,10) \text{ МэВ}$, $T_{1/2} = 440^{+810}_{-170} \text{ мс}$) и ^{270}Vh ($E_\alpha = (8,93 \pm 0,08) \text{ МэВ}$, $T_{1/2} = 61^{+292}_{-28} \text{ с}$). Мы предполагаем, что цепочку α -распадов завершает ядро ^{266}Db , которое с наибольшей вероятностью испытывает электронный захват с периодом полураспада $22^{+105}_{-10} \text{ мин}$, который приводит к относительно быстрому спонтанному делению четно-четного изотопа

^{266}Rf , для которого предсказывается период полураспада $T_{\text{SF}} \approx 20$ с. Сечение образования продуктов в канале с испарением трех нейтронов составило около 1 пб.

Атомный номер и масса изотопа элемента 113 были определены на основании сравнения его сечения образования и свойств распада с теоретическими предсказаниями и систематиками экспериментальных данных (рис. 1).

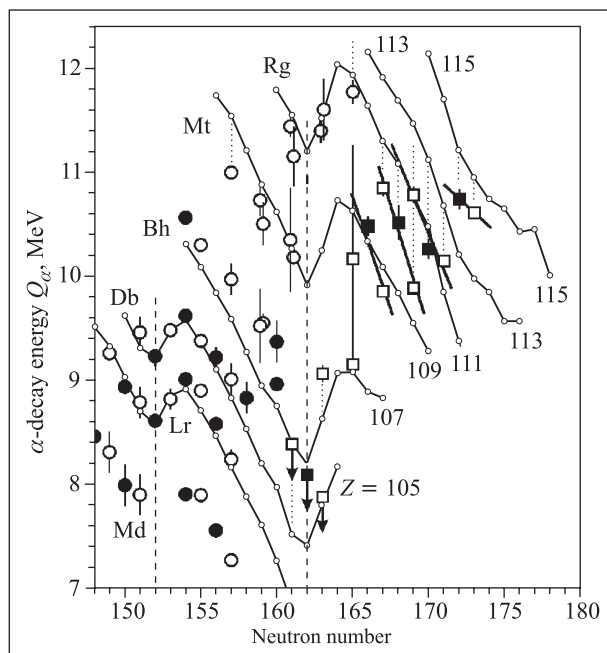


Рис. 1. Энергии α -распадов в зависимости от чисел нейтронов в изотопах нечетных по Z элементов от Md до $Z = 115$ (темные и светлые символы для N -четных и N -нечетных изотопов соответственно; прямоугольники — данные, полученные в реакциях с ^{48}Ca). Данные, представленные для изотопов $^{266,267,268}\text{Db}$, являются верхними пределами, поскольку эмиссия α -частиц из этих нуклидов не наблюдалась. Светлые символы меньшего размера, соединенные линиями, представляют теоретические величины Q_α , вычисленные для тех же изотопов на основании макромикроскопической модели

Сечение образования элемента 113 в реакции $^{237}\text{Np} + ^{48}\text{Ca}$ более чем на порядок превосходит сечение образования более легкого изотопа этого элемента в реакции холодного слияния $^{209}\text{Bi} + ^{70}\text{Zn}$. Свойства распада пяти новых изотопов с $Z = 105-113$, а также сечения их образования в реакции $^{237}\text{Np} + ^{48}\text{Ca}$ находятся в согласии с современными представлениями о влиянии ядерных оболочек на стабильность тяжелых и сверхтяжелых ядер.

Химия трансактинидов и сепаратор MASHA

Химия дубния. В декабре 2005 г. совместно с группой химиков из LLNL (США) был выполнен эксперимент с целью дальнейшего изучения хи-

мических свойств дубния, являющегося продуктом распада изотопа $^{288}\text{115}$, образующегося в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ [3].

Проведенные ранее эксперименты показали, что наблюдавшийся эффект спонтанного деления может быть приписан изотопу ^{268}Db , поскольку спонтанное деление наблюдалось во фракции, содержащей пятивалентные элементы. Однако в этой фракции могла содержаться также значительная примесь четырехвалентных элементов.

Дальнейшее химическое разделение фракций +4 и +5 необходимо для более точной химической идентификации спонтанно делящейся активности. В эксперименте предполагалось также разделить выделенную группу пятивалентных элементов на Nb-подобные и Ta-подобные фракции, с тем чтобы попытаться определить, к какой из групп ближе поведение дубния в этих химических условиях.

Для решения этих задач группы химиков из ЛЯР и LLNL подготовили соответствующие схемы разделения для эксперимента в декабре 2005 г. Процедура, предложенная в ЛЯР, основывалась на анионно-обменной хроматографии. Группа из LLNL предложила использовать хроматографию обратной фазы. В остальном экспериментальная методика, примененная в декабре 2005 г., не отличалась от методики, использованной в июне 2004 г.

На циклотроне У-400 ЛЯР было выполнено восемь серий облучений с интегральной дозой пучка $4,5 \cdot 10^{17}$. В двух сериях использовалась методика разделения, предложенная группой из LLNL. В остальных шести облучениях была применена методика ЛЯР.

В химических фракциях, полученных в пяти сериях облучений, было зарегистрировано спонтанное деление. При этом все события деления наблюдались во фракции +5. В трех случаях фракции были разделены на Nb-подобные и на Ta-подобные. Спонтанное деление наблюдалось в танталовой фракции. Эксперименты в этом направлении будут продолжены.

Химия элемента 112. В апреле-мае 2006 г. был выполнен совместный с PSI (Швейцария) эксперимент по изучению химических свойств 112-го элемента [4].

Элемент 112, согласно теоретическим предсказаниям, должен принадлежать к 12-й группе вместе с такими элементами, как цинк, кадмий и ртуть, и должен иметь электронную конфигурацию $[\text{Rn}]5f^{14}6d^{10}7s^2$. Поэтому у него можно ожидать проявления свойств благородного металла. Релятивистские расчеты атомных свойств сверхтяжелых элементов предсказывают сжатие сферических s - и $p_{1/2}$ -электронных орбиталей. Это может приводить к повышенной химической стабильности элемента 112 в элементарном состоянии. Более ранние расчеты показывают, что этот элемент по своим свойствам может занимать промежуточное положение между ртутью и радоном.

Изотоп $^{283}_{112}$ образовывался в реакции слияния $^{48}_{20}\text{Ca} + ^{242}_{94}\text{Pu}$ после α -распада короткоживущего $^{287}_{114}$. Мишень $^{242}_{94}\text{Pu}$ (1400 мкг/см²) с добавкой $^{142}_{60}\text{Nd}$ (50 мкг/см²) была нанесена на титановую подложку. Облучение проводилось в течение трех недель на пучке циклотрона У-400 ионами $^{48}_{20}\text{Ca}$. Энергия ионов в центре слоя мишени составляла (236 ± 3) МэВ, что должно было приводить к образованию изотопа $^{287}_{114}$ в реакции $^{242}_{94}\text{Pu}(^{48}_{20}\text{Ca}, 3n)$. Одновременно на примеси неодима в реакции $^{142}_{60}\text{Nd}(^{48}_{20}\text{Ca}, 5n)$ образовывался α -радиоактивный изотоп $^{185}_{80}\text{Hg}$ с периодом полураспада 49 с. В реакциях многонуклонных передач образовывались различные изотопы радона (например, $^{219}_{86}\text{Rn}$ с периодом полураспада 3,96 с). Прохождение изотопов ртути, радона и 112-го элемента через всю систему изучалось одновременно.

Продукты ядерных реакций тормозились в реакционной камере, заполненной смесью гелия и аргона, и выносились газовым потоком. Избранная тех-

ника сепарации гарантировала вынос только летучих продуктов ядерных реакций по капилляру длиной 8 м к детектирующим устройствам. Среднее время транспорта продуктов определялось по изотопу ртути $^{185}_{80}\text{Hg}$ и составило 3,6 с.

Детектирующая система «Криодетектор на линии» (COLD) состояла из 32 пар PIPS-детекторов, обращенных активными поверхностями друг к другу и образовывавших канал прямоугольного сечения $9,7 \times 1,6$ мм. Поверхности детекторов с одной стороны канала были покрыты слоем золота толщиной 50 нм. Нагревающий термостат на входе в детектор и охлаждение жидким азотом на выходе обеспечивали необходимый температурный градиент вдоль канала. Система регистрации обеспечивала регистрацию одиночных событий спонтанного деления или α -распада нуклидов, осевших на поверхности PIPS-детекторов.

За время трехнедельного эксперимента были наблюдаемы две генетически связанные цепочки распада, отнесенные к изотопу $^{283}_{112}$ (рис. 2).

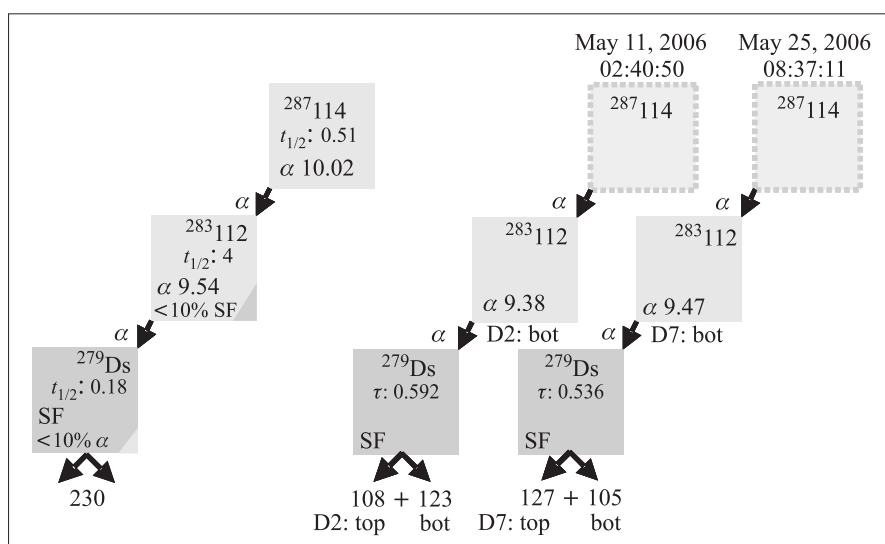


Рис. 2. Две цепочки распада, отнесенные к $^{283}_{112}$, зарегистрированные детектором COLD (справа), и зарегистрированная в экспериментах на дубненском газонаполненном сепараторе усредненная цепочка распада изотопа $^{283}_{112}$ (слева)

Первичный продукт реакции — $^{287}_{114}$ — не может быть доставлен к детектору COLD, поскольку имеет слишком малое время жизни (около 0,5 с). Поэтому могли быть зарегистрированы только дочерние продукты $^{283}_{112}$ и $^{279}_{112}\text{Ds}$.

В первой части эксперимента входная часть детектора поддерживалась при температуре -30°C , с тем чтобы иметь на холодном конце детектора минимально возможную температуру -184°C . Измеренное распределение $^{185}_{80}\text{Hg}$, $^{219}_{86}\text{Rn}$ и $^{283}_{112}$ вдоль детектора представлено на рис. 3, а. Действительно, около 88 % активности $^{219}_{86}\text{Rn}$ наблюдалось на по-

следних восьми детекторах. Активность $^{185}_{80}\text{Hg}$ наблюдалась на первых восьми детекторах. В этих условиях первый атом изотопа $^{283}_{112}$ был зарегистрирован на втором детекторе при температуре -28°C (рис. 3, а, черная стрелка). Этот результат позволяет оценить только нижний предел величины $-\Delta H_{\text{ads}}^{\text{Au}}(E_{112}) > 47$ кДж/моль.

Во второй части эксперимента температура на входе в детектор была поднята до $+35^\circ\text{C}$. Соответственно, на холодном конце термохроматографического канала установилась температура -180°C (рис. 3, б). В этих новых условиях около 53 % ак-

тивности ^{219}Rn наблюдалось на последних пяти детекторах. Второй атом изотопа $^{283}112$ был зарегистрирован детектором № 17 при температуре -5°C (рис. 3, б).

По двум зарегистрированным атомам элемента 112 метод статистического монте-карло-описания процесса газовой хроматографии позволяет охарактеризовать взаимодействие элемента 112 с золотом величиной $-\Delta H_{\text{ads}}^{\text{Au}}(E112) = 52_{-7}^{+46}$ кДж/моль. Можно заключить, что абсорбционное взаимодействие элемента 112 с золотом происходит за счет образования связи металл-металл. Такое поведение типично для элементов 12-й группы.

Наблюдавшиеся два события спонтанного деления изотопа ^{279}Ds были единственными событиями

спонтанного деления за весь эксперимент. Полная кинетическая энергия совпадающих осколков спонтанного деления составила около 230 МэВ, что типично для деления наиболее тяжелых ядер. Оба события спонтанного деления коррелировали с α -частицами с энергиями $(9,43 \pm 0,1)$ МэВ, которые наблюдались в тех же детекторах примерно на 0,5 с ранее. Для изотопа $^{283}112$ нижняя граница периода полураспада может быть оценена равной 2 с.

Наблюдаемые распады полностью согласуются с данными для тех же нуклидов, полученными в ЛЯР в 2004 г., и являются первыми независимыми подтверждениями образования элемента 112 в реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$.

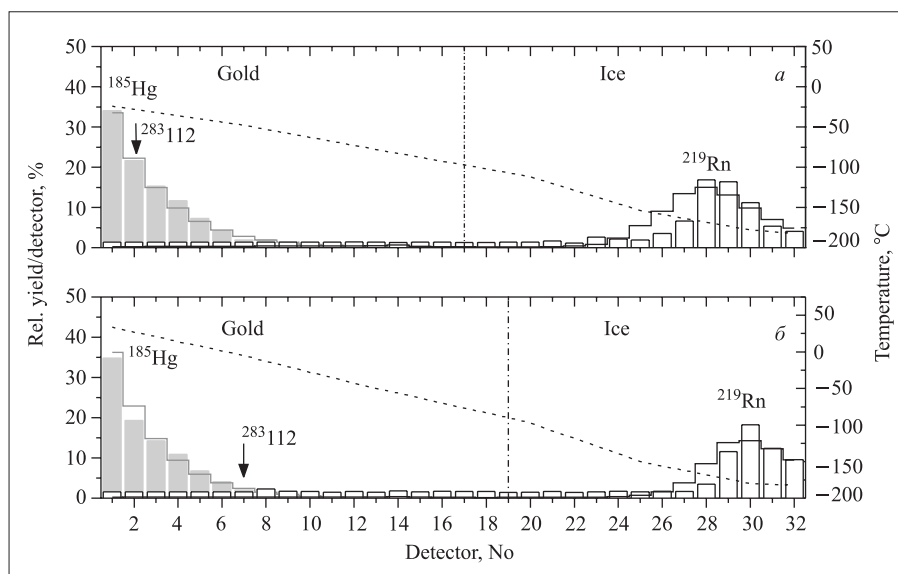


Рис. 3. Результаты термохроматографического выделения элемента 112 в сравнении с поведением ртути и радона в детекторе COLD

Измерение массы ^{268}Db . Для подтверждения правильности определения массы изотопа дубния, образовывавшегося в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$, предполагается выполнить непосредственные измерения с помощью анализатора масс сверхтяжелых элементов MASHA. Исходные соединения, которые должны помещаться в ЭЦР-источник ионов сепаратора, должны быть летучими. Разрабатывается метод селективного количественного перевода анионных фторидных комплексов элементов пятой группы в летучие пентафториды с помощью фторирующего агента XeF_2 . Проведены успешные модельные эксперименты с TaF_5 .

Деление ядер

На пучках циклотрона ЛЯР У-400 были продолжены эксперименты по изучению процессов слияния-деления, приводящих к образованию со-

ставного ядра $^{294}116$ в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{246}\text{Cm}$ и $^{50}\text{Ti} + ^{244}\text{Pu}$, с помощью двухплечевое времяпролетного спектрометра CORSET [5]. Получены новые данные о массово-энергетических распределениях осколков деления, а также функции возбуждения реакций (рис. 4).

В предыдущих экспериментах с ионами ^{48}Ca было показано, что в области сверхтяжелых элементов $Z = 112-116$ вклад компоненты квазиделения (QF) в полное сечение реакции $\sigma_{\text{QF}}/\sigma_{\text{cap}}$ остается примерно постоянным и составляет более 90 %.

Предварительные результаты экспериментов показали, что при переходе от ионов ^{48}Ca к ^{50}Ti сечение захвата σ_{cap} , а следовательно, и сечение слияния-деления σ_{FF} уменьшается примерно в три раза при энергии возбуждения $E^* = 45-50$ МэВ. В то же время сечения захвата σ_{cap} как функции энергии возбуждения над кулоновским барьером ($E^* - E_B^*$) весьма сходны для обеих реакций.

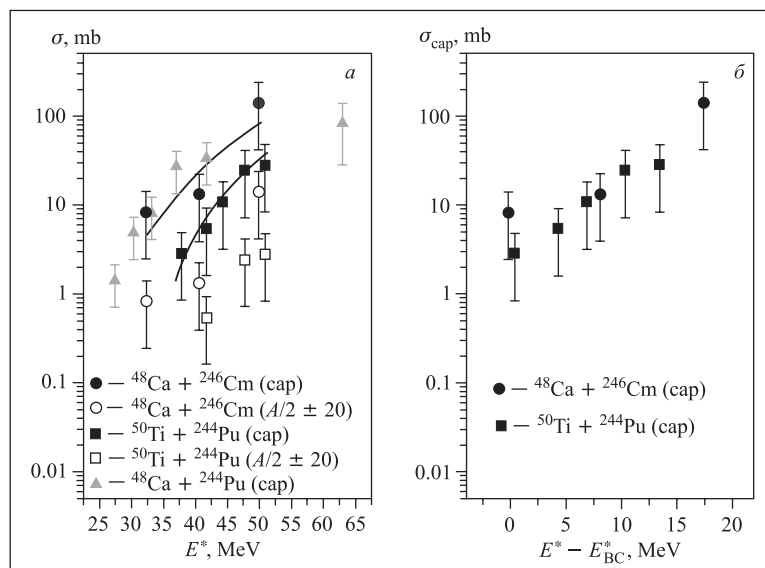


Рис. 4. Сечения захвата для реакций $^{50}\text{Ti} + ^{244}\text{Pu}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{246}\text{Cm}$

Наиболее тяжелый элемент, который может быть синтезирован с пучками ионов ^{48}Ca , это элемент с $Z = 118$ (в реакциях с мишенью из Cf). Поэтому сферическое ядро ^{50}Ti , имеющее замкнутую нейтронную оболочку $N = 28$, представляется перспективным кандидатом для синтеза сверхтяжелых элементов с $Z > 118$.

В 2006 г. был завершен анализ экспериментальных данных по изучению процессов слияния-деления и квазиделения для сверхтяжелых ядер, образующихся в реакциях с ионами ^{48}Ca и ^{58}Fe . Получен ряд новых важных физических результатов.

1. Как в случае деления, так и в случае квазиделения наблюдаемые нерегулярности в массовых и энергетических распределениях осколков, отношения сечений деления и квазиделения определяются оболочечной структурой формирующихся осколков.

2. Было установлено, что в реакциях $^{48}\text{Ca}, ^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ ТКЕ в процессе квазиделения выше, чем ТКЕ при слиянии-делении.

3. Дальнейший прогресс в синтезе сверхтяжелых элементов может быть достигнут как в реакциях горячего слияния актинидных мишеней с ионами ^{48}Ca , так и в реакциях с ионами ^{58}Fe . Для планирования экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов до $Z = 122$ необходимы более прецизионные количественные данные о процессах слияния-деления и квазиделения этих ядер.

4. Наблюдены локальные минимумы в средней множественности γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$ как функции масс осколков. Этот эффект связан с проявлениями ядерной структуры осколков деления. Наблюдены различия в средних множественностях нейтронов $\langle M_n \rangle$ и $\langle M_\gamma \rangle$ в зависимости от масс осколков, а также ве-

личин полной кинетической энергии и энергии возбуждения для процессов слияния-деления и квазиделения.

В рамках сотрудничества с Ускорительной лабораторией Университета Ювяскюля (Финляндия) и Университетом Неаполя (Италия) были выполнены эксперименты по изучению двойной фрагментации в системе промежуточной массы $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ [6].

В канале двойной фрагментации системы $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ при $E_{\text{lab}} = 160\text{--}280$ МэВ измерены множественности нейтронов, протонов и α -частиц, а также сечения и ТКЕ-массовые распределения осколков. В этих экспериментах получены данные о динамике двойной фрагментации при низких энергиях систем с массой $A < 150$, которые ранее отсутствовали. Данные о сечениях двойной фрагментации и множественностях легких частиц позволят сделать выводы о пригодности моделей, применяемых для извлечения таких характеристик, как временная шкала, ядерная деформация и ядерная вязкость.

Экспериментальная установка состояла из детектирующей системы CORSET + HENDES + DEMON, к которой были добавлены детекторы легких заряженных частиц (рис. 5) от установки 8 π LP (LCP — light charged particles).

При двух значениях энергии были измерены: 1) ТКЕ-массовые распределения при двойной фрагментации (рис. 5); 2) энергетические спектры и угловые распределения нейтронов, протонов и α -частиц в совпадении с обоими осколками в плоскости и вне плоскости реакции. В настоящее время данные обрабатываются.

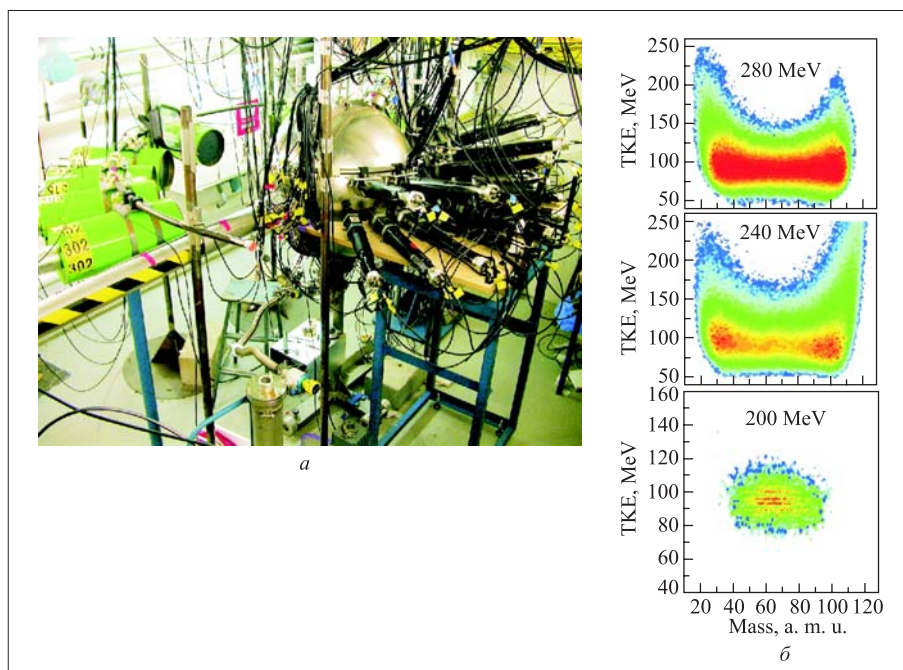


Рис. 5. Установка CORSET + HENDES + DEMON + LCP (а) и TKE-массовое распределение продуктов двойной фрагментации в реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ (б)

Сепаратор ВАСИЛИСА

В двух сериях экспериментов по ядерной спектроскопии тяжелых изотопов с помощью установки GABRIELA (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the ELeCtromagnetic Analyser) [7] нечетные изотопы $^{253,255}\text{No}$ и ^{255}Lr синтезировались при бомбардировке высокоинтенсивным ($\sim 0,6$ мкА частиц) пучком ионов ^{48}Ca вращающихся мишеней из $^{207,208}\text{Pb}$ и ^{209}Bi .

Во время длительных экспериментов периодически проводились калибровки всей системы при облучении мишеней из ^{164}Dy и ^{174}Yb ионами ^{48}Ca .

В этих реакциях образовывались хорошо изученные изотопы Rn и Th, в частности, наблюдалось 181-мкс изомерное состояние в ^{207}Rn , распад которого использовался для калибровки детекторов электронов [8].

Для изотопов $^{253,255}\text{No}$ изучались мгновенные совпадения характеристических α -частиц, γ -квантов и электронов конверсии [9]. Некоторые полученные данные для изотопа ^{255}Lr в качестве примера представлены на рис. 6. Обработка данных продолжается.

Проведена модернизация системы сбора данных и камеры фокальных детекторов с целью повышения эффективности установки GABRIELA.

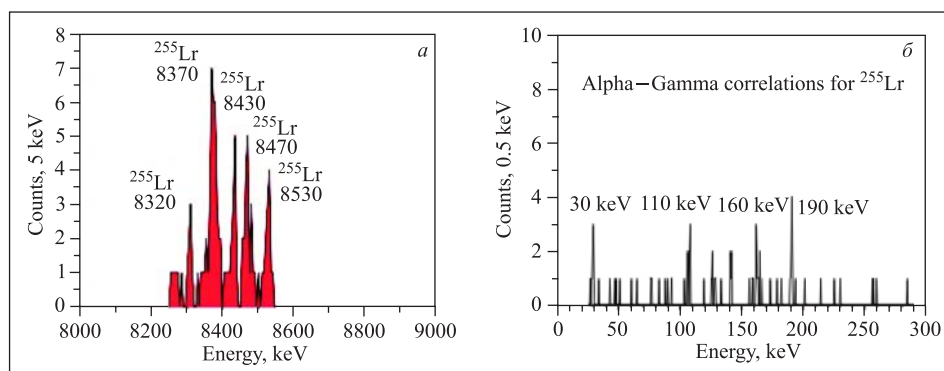


Рис. 6. Коррелированные спектры α -частиц и γ -квантов при распаде ^{255}Lr

Фрагмент-сепаратор COMBAS

В прошедшем году на фрагмент-сепараторе COMBAS изучался выход нейтронно-избыточных изотопов с $Z = 2-6$ в реакции $^{11}\text{B}(33 \text{ А} \cdot \text{МэВ}) + ^{12}\text{C}(1 \text{ мг/см}^2)$. Данные эксперимента обрабатываются и анализируются.

С использованием компьютерной программы CHIMERA, основывающейся на модели молекулярной квантовой динамики, произведена симуляция скоростных, изотопических и элементных распределений продуктов фрагментации в реакции $^{18}\text{O}(35 \text{ А} \cdot \text{МэВ}) + ^9\text{Be}(^{181}\text{Ta})$. Симуляции показали хорошее совпадение с экспериментальными данными [10].

Закончена сборка и монтаж мультidetекторной системы из 32 стриповых Si ΔE - E - и CsI/Tl E -детекторов в конечной фокальной плоскости сепаратора COMBAS. Система предназначена для регистрации совпадающих продуктов развала ^{11}B . Также завершена разработка и тестирование многоканальной системы сбора данных, удовлетворяющей требованиям спектроскопии множественных частиц.

Экзотические моды распада, 4 π -детектор FOBOS

В серии экспериментов с помощью различных времяпролетных детекторов удалось впервые наблюдать необычную моду распада ^{252}Cf (SF), которая была интерпретирована как коллинеарная кластерная трипартиция (collinear cluster tripartition, CCT). К настоящему времени удалось получить указания на существование этого вида распада также и с использованием метода «недостающей массы».

Сутью метода является детектирование только двух совпадающих коллинеарных фрагментов, суммарная масса которых значительно меньше массы исходного делящегося ядра. Естественно предположить, что «недостающая» масса принадлежит незарегистрированному фрагменту (фрагментам), движущемуся также вдоль оси деления. Представляется, что оболочечные эффекты в конечных фрагментах играют решающую роль в наблюдаемом эффекте.

Также с привлечением метода «недостающей массы» проанализировано деление ядра $^{236}\text{U}^*$, образующегося в реакции $^{235}\text{U} + n_{\text{th}}$. Для этой цели в 2006 г. установка мини-FOBOS была размещена на нейтронном канале 6b реактора ИБР-2 (рис. 7). Выполнена серия экспериментов [11], результаты которых обрабатываются.



Рис. 7. Установка мини-FOBOS на нейтронном канале 6b реактора ИБР-2

Канал высокого разрешения АКУЛИНА

В 2006 г. был закончен анализ результатов экспериментов по поиску ультраэкзотического ядра ^7H , которое могло образовываться в реакции $^2\text{H}(^8\text{He}, ^3\text{He})^7\text{H}$ [12]. Установка, применявшаяся в этих экспериментах, показана на рис. 8. Она разра-

батывалась с учетом возможности получения информации о другом ядре — ^9He .

Ранее мы провели повторный анализ существующей ситуации с возможными характеристиками ядра ^7H и установили верхний предел сечения 3 нб/ср для реакции $^2\text{H}(^8\text{He}, ^3\text{He})^7\text{H}$, в которой могло заселяться квазистабильное ($T_{1/2} \geq 1 \text{ нс}$) резонансное

состояние в ${}^7\text{H}$. Основываясь на энергии и ширине основного состояния ${}^5\text{H}$ -резонанса, мы пришли к заключению, что в случае обнаружения гипотетическое ядро ${}^7\text{H}$ должно было бы испытывать уникальный пятительный распад. С наибольшей вероятностью ${}^7\text{H}$ проявилось бы как узкий резонанс ($\Gamma < 0,5$ МэВ), наблюдаемый при энергии $E < 2$ МэВ над порогом распада ${}^3\text{H} + n + n + n$.

Пучок ${}^8\text{He}$ с энергией 1 МэВ/нуклон, полученный на сепараторе АКУЛИНА, бомбардировал криогенную ячейку, заполненную газообразным дейтерием.

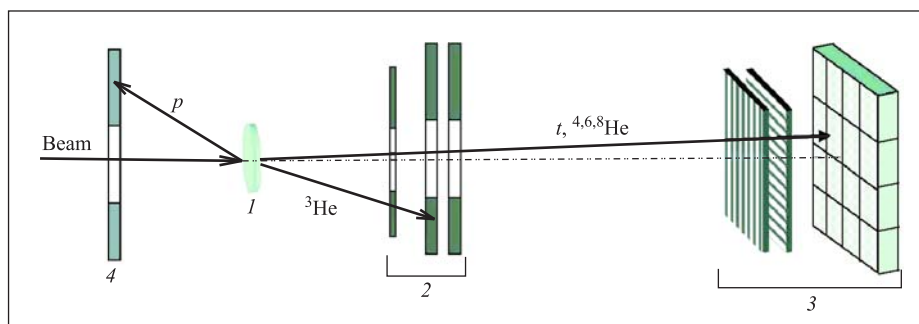


Рис. 8. Схема расположения мишени и детектирующей системы, примененная в эксперименте по поиску ${}^7\text{H}$: 1 — дейтериевая мишень; 2 — кольцевой детекторный телескоп для регистрации ядер ${}^3\text{He}$, испускаемых в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$; 3 — детектирующая система, состоящая из пары стриповых Si-детекторов и сборки CsI(Tl)-детекторов, для регистрации ядер трития и гелия; 4 — кольцевой стриповый Si-детектор для протонов, испускаемых в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$

Все частицы, регистрировавшиеся телескопами 2 и 3, включая ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, идентифицировались по их позиции на плоскости $\Delta E \times E$. Геометрия установки была оптимизирована для изучения продуктов реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$ в диапазоне углов в системе центра масс $9\text{--}21^\circ$. Энергетическое разрешение, достигаемое в спектре недостающих масс для ${}^7\text{H}$, определялось симуляцией по методу Монте-Карло с учетом всех экспериментальных параметров и составило 0,6 МэВ (FWHM).

В течение двух недель непрерывного облучения была набрана интегральная доза $2 \cdot 10^{10}$ ионов ${}^8\text{He}$, прошедших через дейтериевую мишень. Спектр недостающих масс ${}^7\text{H}$, построенный на основании событий совпадения ${}^3\text{He}$ – ${}^3\text{H}$, показан на рис. 9, б. На рис. 9, а показан спектр для ${}^7\text{H}$, построенный на основании данных о регистрации одиночных ядер ${}^3\text{He}$. Более богатая структура спектра на рис. 9, а объясняется значительным количеством ядер ${}^4\text{He}$, регистрируемых в телескопе 2. «Хвост» распределения ${}^4\text{He}$ может частично попасть в область расположения ${}^3\text{H}$ на $\Delta E \times E$ -плоскости. Из небольшого числа событий в спектре рис. 9, б можно определить только предел сечения $d\sigma/d\Omega \leq 20$ мкб/ср для реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$, заселяющей резонансы, расположенные между 0 и 3 МэВ над порогом распада ${}^7\text{H}$.

Ядро ${}^9\text{He}$ получалось в реакции передачи одного нейтрона ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ [13]. Это классическая (d, p)-реакция, известная как хороший метод заселе-

Телескоп, состоящий из трех кольцевых кремниевых детекторов (телескоп 2 на рис. 8), предназначался для регистрации ядер ${}^3\text{He}$, вылетающих из дейтериевой газовой мишени. Энергии и углы испускания, определенные для ядер ${}^3\text{He}$, использовались для нахождения энергии ${}^7\text{H}$ методом недостающей массы. Телескоп, располагавшийся под передними углами (телескоп 3 на рис. 8), использовался для детектирования тритонов, испускаемых при распаде ${}^7\text{H}$. Условие регистрации в совпадении обоими телескопами ядер ${}^3\text{H}$ позволяло понизить фон.

ния одночастичных уровней. Установка, показанная на рис. 8, позволяла проводить полные кинематические измерения для этой реакции. Эта возможность была предусмотрена для поиска низкорасположенного s -волнового состояния. Также имелась в виду возможность, что подобные корреляционные измерения позволят сделать определенные заключения о низкоэнергичном спектре ядра ${}^5\text{H}$.

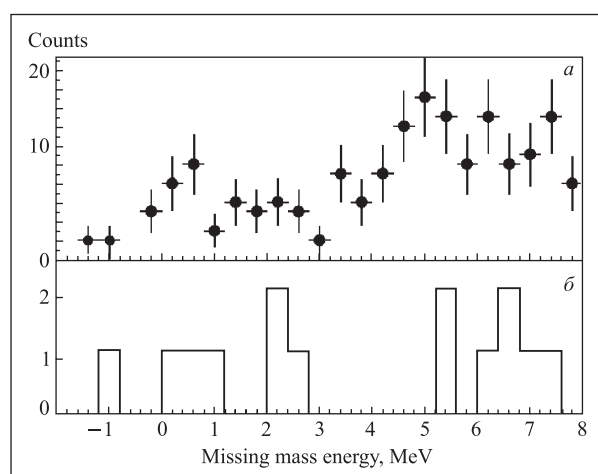


Рис. 9. Спектры недостающих масс для ${}^7\text{H}$, построенные по данным изучения реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$: а) спектр, полученный из данных об одиночных ядрах ${}^3\text{He}$; б) спектр, полученный из анализа совпадений ${}^3\text{He}$ – ${}^3\text{H}$

Результаты, полученные в эксперименте, представлены на рис. 10. Число событий, отнесенных к ${}^9\text{He}$ на этом рисунке, соответствует величина полного сечения $\sigma = 7$ мб/ср, определенная для реакции. Эта величина согласуется с оценками для механизма

прямой передачи одного нейтрона. Вблизи порога спектр ${}^9\text{He}$ обнаруживает поведение, согласующееся с s -волновым и не согласующееся с чисто p -волновым. Это служит указанием на наличие виртуального состояния в ${}^9\text{He}$.

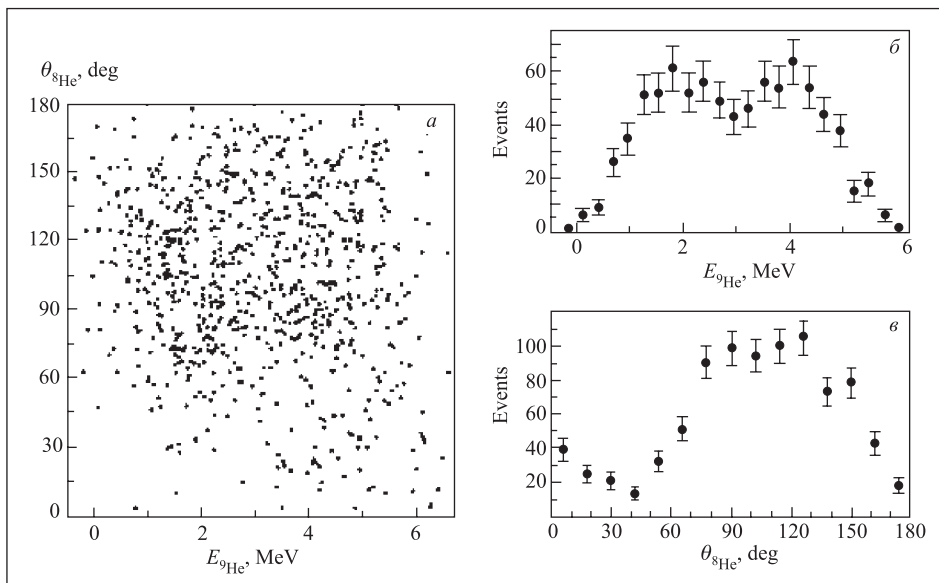


Рис. 10. Экспериментальные данные по изучению ядра ${}^9\text{He}$, образующегося в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$. а) Корреляционный спектр $\theta_{s\text{He}}$ vs $E_{9\text{He}}$. Энергия $E_{9\text{He}}$ в спектре недостающей массы определена по отношению к порогу распада ${}^9\text{He}$; $\theta_{s\text{He}}$ — угол между вектором момента ${}^9\text{He}$, определенным в лабораторной системе координат, и направлением распада ${}^9\text{He}$, определенным в системе центра масс. Линейные спектры б и в являются проекциями данных а на оси

Важным свойством полученных данных является заметная асимметрия «вперед–назад», при этом ${}^8\text{He}$ вылетает преимущественно назад в системе центра масс ${}^9\text{He}$. Для описания такой асимметрии необходимо рассматривать интерференцию противоположных по четности состояний.

Анализ распределений $\theta_{s\text{H}}$, выполненный в разных бинах ${}^9\text{He}$ -энергии, $E_{9\text{He}}$, привел к следующим выводам относительно трех низкоэнергичных состояний в ${}^9\text{He}$. Самое нижнее резонансное состояние в ${}^9\text{He}$ найдено примерно при 2 МэВ с шириной также около 2 МэВ и идентифицировано как $1/2^-$. Наблюденная картина корреляций однозначно объясняется интерференцией $1/2^-$ -резонанса с виртуальным состоянием $1/2^+$ (предел длины рассеяния оценивается как $a > -20$ фм) и с резонансом $5/2^-$ при энергии $\geq 4,2$ МэВ.

Распределения $\theta_{s\text{He}}$ в различных бинах энергии ${}^9\text{He}$ указывают, что никакое узкое $p_{1/2}$ -состояние не заселяется в этой реакции. Вне зависимости от того, насколько слабо заселяется узкий резонанс, к фазе $p_{1/2}$ -континуума добавляется величина π , когда энергия ${}^9\text{He}$ изменяется вдоль этого резонанса. При всем этом угловое распределение $\theta_{s\text{He}}$, обусловленное $s_{1/2}$ - $p_{1/2}$ -интерференцией, должно было бы коренным образом меняться в области энергии, соответствующей малой ширине этого узкого резо-

нанса. Тенденция такого типа не наблюдается на рис. 10. Фаза широкого $1/2^-$ -состояния изменяется медленно, и в соответствии с нашими расчетами фазовый сдвиг едва ли достигает величины π . Это объясняет гладкое поведение угловой асимметрии вплоть до $E_{9\text{He}} = 3$ МэВ, показанное на рис. 10.

Реакции, вызываемые ускоренными ионами стабильных и радиоактивных изотопов легких элементов

На ускорительном комплексе радиоактивных пучков DRIBs были выполнены эксперименты с ускоренными до 60 МэВ ионами ${}^6\text{He}$ при интенсивности пучка $\sim 1 \cdot 10^7$ с $^{-1}$. Целью экспериментов являлось измерение функций возбуждения реакций слияния и передачи в широком диапазоне энергий: от максимальных до энергий вблизи и ниже кулоновского барьера [14].

${}^6\text{He}$ принадлежит к типу легких экзотических ядер с нейтронным гало. Это ядро состоит из двух валентных нейтронов и компактного α -частичного кора. Ожидается, что такая необычная структура будет проявляться во взаимодействиях с другими ядрами и приводить к увеличению сечения реакций полного слияния при подбарьерных энергиях, увеличению сечений реакций передачи нейтронов и т. д.

В 2006 г. были изучены функции возбуждения реакции слияния $^{197}\text{Au}(^6\text{He}, xn)^{203-xn}\text{Tl}$ с последующим испарением x нейтронов в широком энергетическом диапазоне, включая глубокоподбарьерные энергии. Также была измерена функция возбуждения реакции $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ [15]. Из полученных результатов следует, что при взаимодействии

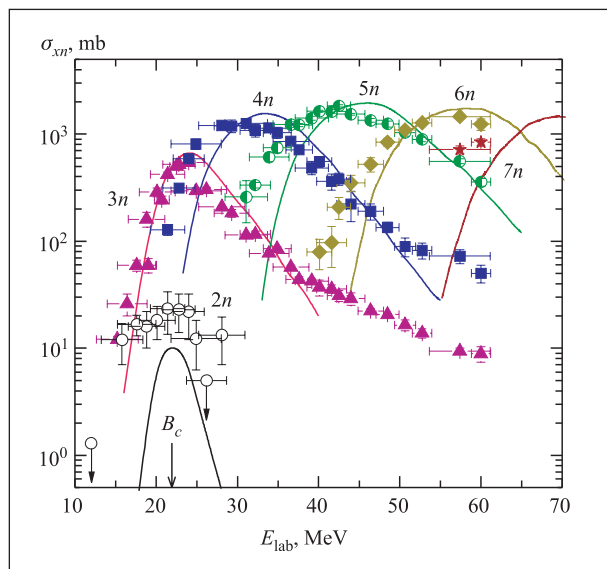


Рис. 11. Экспериментальные функции возбуждения реакции $^{197}\text{Au} + ^6\text{He} \rightarrow ^{203-xn}\text{Tl}$, $x = 2-7$. Символы означают: \circ — $2n$; \blacktriangle — $3n$; \blacksquare — $4n$; \bullet — $5n$; \blacklozenge — $6n$; \star — $7n$ (каналы испарения); линии — результаты расчета по статистической программе ALICE-MP. B_c — кулоновский барьер реакции

В этих экспериментах были также изучены функции возбуждения передачи нейтронов в реакции $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ с образованием изотопов ^{196}Au в ^{198}Au в основном состоянии (рис. 13). Результаты изучения реакции $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ сравниваются с данными для реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$.

Функция возбуждения для ^{198}Au имеет значительные отличия. При возрастании энергии до кулоновского барьера сечение реакции возрастает до 1,2 б. Поведение сечения образования ^{196}Au при суббарьерных энергиях также представляет интерес: возможно, имеет место неупругое возбуждение ядра мишени при последовательном испарении нейтронов. Все данные свидетельствуют о проявлении необычных свойств ядра ^6He , содержащего гало, при его взаимодействии с другими ядрами при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Коллинеарная лазерная спектроскопия

Эксперименты по изучению ScII переходов $3d4s^3D_2 \rightarrow 3d4p^3F_3$ при $\lambda \approx 363,1$ нм были выполнены на последовательности изотопов $^{42-46}\text{Sc}$ с ис-

^6He с Pb и Au наблюдается значительное увеличение вероятности слияния при подбарьерных энергиях (см. рис. 11 и 12). Такое усиление слияния объясняется особой структурой ^6He , которая допускает последовательную передачу двух нейтронов, а затем происходит захват остатка ^4He составным ядром.

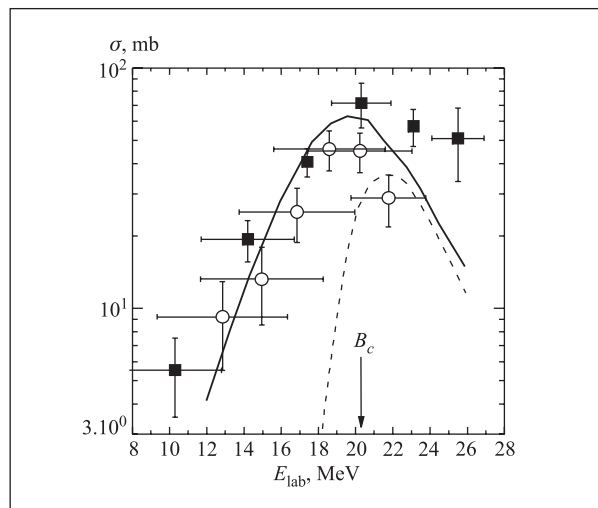


Рис. 12. Функция возбуждения реакции $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$. Символы \circ , \blacksquare обозначают сечения образования ^{210}Po из двух экспериментов; штриховая линия — результат расчета по статистической модели; сплошная линия — расчеты по модели, учитывающей двухстадийный характер слияния

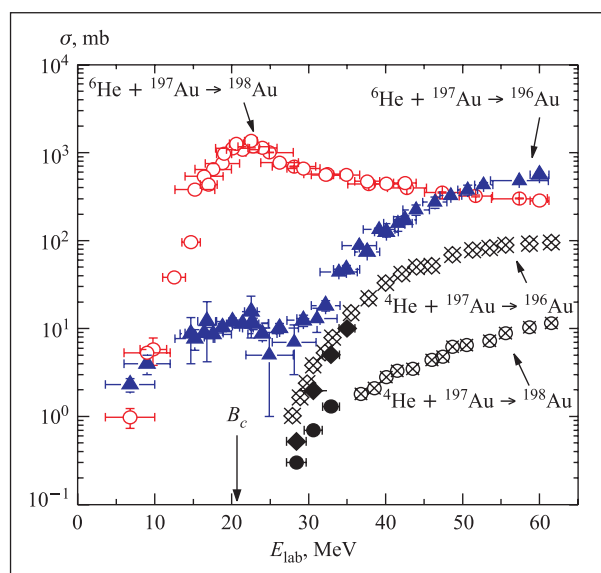


Рис. 13. Экспериментальные функции возбуждения формирования изотопов ^{196}Au и ^{198}Au (кружки и треугольники для ^6He , ромбы и перекрестные кружки для ^4He)

пользованием IG-сепаратора с охладителем-банчем. Измерены изотопические и изомерные сдвиги для пяти основных и двух изомерных состояний. Из экспериментальных результатов извлечены данные о моментах ядер и зарядовых радиусах. Результаты по дипольным магнитным и квадрупольным электрическим моментам изотопов $^{43,44,44m,46}\text{Sc}$ получены с существенно более высокой точностью, чем имеющиеся литературные данные. Ядерные моменты $\mu(^{45m}\text{Sc}) = +0,368(5)$ μ_N и $Q_s(^{45m}\text{Sc}) = +0,318(22)$ b для ^{45m}Sc получены впервые. Необычно высокий квадрупольный момент изомерного состояния ^{45m}Sc является наиболее удивительным среди полученных данных. Он приводит к значительно большему зарядовому радиусу, чем следует из изотопического сдвига. Этот удивительный факт пока не нашел своего объяснения.

Теоретическая и компьютерная физика

В рамках реалистической модели, базирующейся на решении многомерного транспортного уравнения, были детально проанализированы неупругие взаимодействия тяжелых ядер $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ и $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$ [16]. Показано, что в этих реакциях вследствие инверсного (антисимметризирующего) квазиделения происходит массивная передача заряда и массы. Этот процесс может приводить к образованию долгоживущих сверхтяжелых нейтронно-обогащенных ядер, которые в дальнейшем могут быть исследованы химическими методами. Установлено, что время жизни композитной системы, состоящей из двух соприкасающихся ядер (гигантского квазиатома), может быть достаточно продолжительным для образования позитронов в сверхсильных электрических полях. Этот фундаментальный процесс КЭД до сих пор не удавалось наблюдать.

Процесс слияния-деления в области сверхтяжелых ядер изучался методом прослеживания эволюции поверхности ядер в трехмерном пространстве деформаций с использованием решений уравнений Ланжевена. Была выделена критическая зона, в которой определяется дальнейший ход траекторий в направлении слияния или квазиделения [17]. Эмиссия нейтронов в процессе слияния-деления изучалась на базе модели флуктуаций — диссипации в сочетании со статистической моделью. При этом удалось исследовать форму распределения по множественности предразрывных нейтронов в зависимости от энергии налетающей частицы.

В рамках предложенного ранее механизма последовательного обмена нейтронами при положительных значениях Q было предсказано значительное увеличение вероятности подбарьерного слияния слабосвязанных ядер. Для измерения и сравнения сечений образования ядер-остатков испарения пред-

ложены новые эксперименты по изучению реакций $^6\text{He} + ^{206}\text{Pb}$ и $^4\text{He} + ^{208}\text{Pb}$, приводящих к образованию одного и того же компаунд-ядра. Выход изотопов полония при одинаковой энергии 15 МэВ в системе центра масс, что на 5 МэВ ниже барьера, для первой реакции, согласно предсказаниям, должен быть на три порядка выше, чем для второй реакции [18]. Этот эксперимент был выполнен на ускорительном комплексе DRIBs в Дубне и показал хорошее согласие с расчетами.

База знаний по ядерной физике низких энергий «Ядерные реакции — видео», размещенная в компьютерной сети на web-сайте <http://nrv.jinr.ru/nrv> в 2006 г. была значительно расширена и усовершенствована [19]. В базу знаний включены несколько новых компьютерных программ для расчетов по ядерной физике низких энергий: передача нуклонов, расчеты многомерных поверхностей потенциальной энергии, адиабатическая двухцентровая оболочечная модель. Базы данных по реакциям слияния и выходам ядер-остатков испарения пополнены несколькими сотнями экспериментально определенных сечений реакций. Все ресурсы базы знаний доступны on-line через стандартные Web-браузеры с использованием CGI-технологии и Java-апплетов.

Взаимодействие тяжелых ионов с веществом

Продолжены исследования процессов распыления поверхности модельных и конструкционных материалов в зависимости от величины ионизационных потерь энергии тяжелых ионов и степени дефектности образцов. Методами атомно-силовой микроскопии выполнен цикл работ по изучению наноразмерных структурных дефектов на поверхности монокристаллов Al_2O_3 , $\text{ZrO}_2:\text{Y}$ и MgAl_2O_4 , облученных ионами криптона, ксенона и висмута с энергиями, характерными для осколков деления. Полученные данные позволят определить зависимость геометрических параметров радиационных дефектов, образованных единичными ионами, от уровня ионизационных потерь энергии.

Трековые мембраны и модификация полимеров

Продолжены исследования процесса травления нано- и микропор при обработке облученных полимеров растворами, содержащими поверхностно-активные вещества. Полученные нанопоры специальной конфигурации впервые применены в качестве «камеры-обскуры» для атомной литографии. Получено изображение шаблонного объекта с уменьшением в 8000 раз и разрешением около 50 нм (работа совместно с Институтом спектроскопии РАН, г. Троицк). В рамках этого же направления предложен новый способ получения трековых мембран

высокой производительности и селективности, отличающийся тем, что как диаметр пор, так и их плотность меняется по толщине мембраны. Мембраны данной структуры показали высокие эксплуатационные характеристики.

Совместно с Институтом кристаллографии РАН проведены работы по химической модификации ПЭТФ трековых мембран с целью уменьшения сорбционных потерь при фильтрации биопрепаратов. При модификации полиэтиленгликолями достигнуто уменьшение сорбционных потерь в десятки раз.

Разработана методика получения микро- и наноструктурных материалов (нанопроволок, нанотрубок, наномембран с селективным слоем) на основе композитных полимеров с нелинейно-оптическими свойствами с применением в качестве шаблонов трековых мембран на основе полиэтилентерефталата. Изучены закономерности образования данных материалов и исследованы их структурные свойства. Для получения полимерных наноматериалов был использован метод полива. Показано, что варьирование параметров процесса осаждения сополимеров на поверхности трековых мембран дает возможность получать большой ассортимент композитных наномембран с селективным слоем, а также нанопроволок и нанотрубок с широким спектром характеристик.

Разработка методов получения ультрачистых радионуклидов

Выполнены исследования, направленные на улучшение радиационного контроля окружающей среды и техники безопасности на ядерных предприятиях при развитии новых технологий обработки радиоактивных материалов.

Разработаны методы получения изотопов ^{67}Cu , ^{73}As , ^{88}Zr , ^{99}Mo (^{99}Tc), ^{97}Ru , ^{149}Tb , ^{178}W (^{178}Ta), ^{186}Re , ^{188}Re , ^{211}At , ^{225}Ac , ^{237}U , ^{236}Pu , ^{237}Pu с высокой степенью изотопной чистоты. Данные изотопы применяются в ядерной медицине при диагностике и терапии. Особое внимание уделяется развитию методов получения радионуклидов в (α, xn) -реакциях на циклотроне У-200 и в фотоядерных реакциях на микротроне МТ-25.

Физика и техника ускорителей тяжелых ионов

Циклотрон У-400. В 2006 г. циклотрон У-400 в основном использовался для ускорения ионов $^{48}\text{Ca}^{5+}$ в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов. Произведенная модернизация канала аксиальной инжекции позволила увеличить интенсивность пучка $^{48}\text{Ca}^{5+}$ в канале с 40–60 до 80–100 мкА. Соответственно, выходной ток ионов $^{48}\text{Ca}^{+18}$ увеличился с 15 до 25 мкА. Диаграмма рабочего времени циклотрона У-400 в 2006 г. представлена на рис. 14. В прошедшем году ускорялись также ионы $^6\text{Li}^{1+}$, $^{22}\text{Ne}^{3+}$,

$^{40}\text{Ar}^{4+}$, $^{48}\text{Ca}^{5+}$, $^{58}\text{Fe}^{6+}$, $^{84}\text{Kr}^{8+}$. Полная эффективность использования пучкового времени составила 95 %.

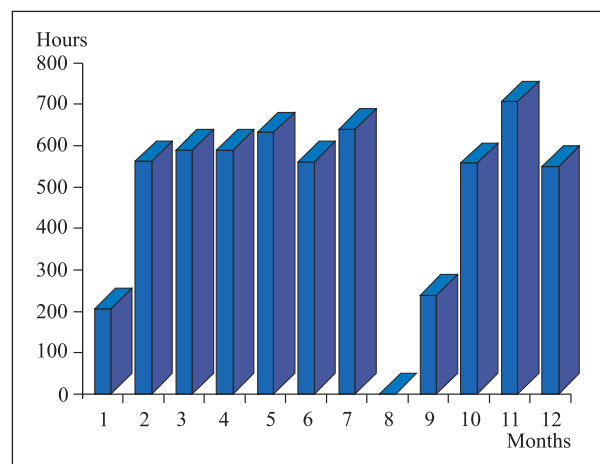


Рис. 14. Время работы циклотрона У-400 в 2006 г.

Циклотрон У-400М. В 2006 г. на циклотроне У-400М ускорялись ионы $^7\text{Li}^{+2}$, $^{11}\text{B}^{+3}$, $^{20}\text{Ne}^{+7}$. Время работы ускорителя в составе комплекса DRIBs составило 1100 ч (30 %). Полная эффективность использования пучкового времени составила 92 %.

В 2007 г. запланирована модернизация циклотрона У-400М с целью

- увеличения интенсивности пучков легких ионов в 4–5 раз для получения вторичных пучков,
- улучшения качества пучков,
- повышения максимальной энергии ускоряемых ионов до 100 МэВ/А,
- улучшения радиационной обстановки,
- обеспечения возможности ускорения ионов «низкой» (6–15 МэВ/А) энергии,
- вывода пучков ионов по второму направлению.

Создание ускорительных комплексов для исследований по физике конденсированной материи и в области медицины

В 2006 г. завершено создание ускорительного комплекса для исследований по физике конденсированной материи и в области медицины на базе циклотрона DC-60 в исследовательском центре при Евразийском университете им. Л. Н. Гумилева в Астане (Казахстан).

В 2007 г. будет завершено создание циклотронного центра в Словакии для исследований по ядерной физике, радиомедицине, производства радиоизотопов и радиотерапии на базе циклотрона DC-72.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 044602.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C (submitted).
3. *Dmitriev S. N. et al.* // Intern. Symp. on Exotic Nuclei «EXON-2006», Khanty-Mansiysk, Russia, 17–24 July, 2006.
4. *Eichler R. et al.* // Nature (submitted).
5. *Itkis M. G. et al.* // J. of Modern Phys. E (in press).
6. *Kozulin E. M. et al.* // Am. Inst. of Phys. (AIP) (in press).
7. *Popeko A. G. et al.* // Phys. At. Nucl. 2006. V. 69. P. 1183.
8. *Hauschild K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 560. P. 388.
9. *Lopez-Martens A. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 044303.
10. *Artukh A. G. et al.* // Acta Phys. Pol. B. 2006. V. 6. P. 1875.
11. *Kamanin D. V. et al.* // Phys. At. Nucl. (in press).
12. *Golovkov M. S. et al.* // Phys. Rev. C (submitted).
13. *Ter-Akopian G. M. et al.* // Eur. Phys. J. (in press).
14. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Eur. Phys. J. A (submitted).
15. *Kulko A. A. et al.* // Phys. At. Nucl. (in press).
16. *Zagrebaev V. I. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 031602(R).
17. *Aritomo Y., Ohta M.* // Nucl. Phys. A. 2006. V. 764. P. 149.
18. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 162701.
19. *Zagrebaev V. I. et al.* <http://nr.v.jinr.ru/nrv>.