

СЗУ1.2Г
Ф-716

24/411

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



4612/2-73

P7 - 7409

Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, А.А.Плеве,
Г.М.Тер-Акопян, А.Г.Демин, С.П.Третьякова,
В.И.Чепигин, Ю.П.Третьяков

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ
С ИОНАМИ ГЕРМАНИЯ

1973

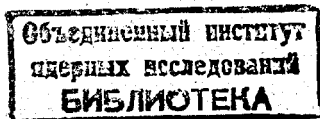
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P7 - 7409

Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, А.А.Плеве,
Г.М.Тер-Акопьян, А.Г.Демин, С.П.Третьякова,
В.И.Чепигин, Ю.П.Третьяков

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ
С ИОНАМИ ГЕРМАНИЯ**

Направлено в ЯФ



ВВЕДЕНИЕ

Теоретический анализ свойств очень тяжелых ядер приводит к выводу о существовании области сравнительно долгоживущих изотопов вблизи дважды магического ядра $^{298}_{114}$, которую иногда называют "островом стабильности". Такой вывод следует из фундаментальных представлений о влиянии оболочечных эффектов на устойчивость ядер относительно спонтанного деления и подтверждается многочисленными теоретическими работами, посвященными этой проблеме ^{1-3/}.

Однако при расчетах конкретных свойств сверхтяжелых ядер возникают большие трудности, которые прежде всего связаны с неопределенностью в оценках времен жизни относительно спонтанного деления ($T_{сд}$). Наиболее полными до настоящего времени являются расчеты времен жизни сверхтяжелых ядер с $104 \leq Z \leq 130$ и $172 \leq N \leq 191$, выполненные Файзетом и Никсом ^{4/}. Приведенное в этой работе значение $T_{сд}$ для дважды магического ядра $^{298}_{114}$ составляет $10^{19 \pm 10}$ лет.

Весьма сложен вопрос о перспективности различных путей искусственного синтеза сверхтяжелых ядер. Одним из таких путей может явиться использование реакций полного слияния ядер мишени и тяжелых ионов с образованием возбужденного составного ядра и последующим испарением нейтронов. В реакциях такого типа с ионами от В до Ne было успешно синтезировано более двадцати изотопов элементов 102-105. С ростом атомного номера составного ядра конкуренция деления с испарением нейтронов становится более сильной, что приводит к значительному уменьшению сечений образования трансфермиевых ядер. Это обстоятельство делает все более сложной задачу последовательного синтеза

новых элементов. Однако ситуация может быть более благоприятной, если образующееся при полном слиянии составное ядро оказывается достаточно близко расположенным к центру "острова стабильности". По данным Моретто /5/ стабилизирующее действие оболочек сохраняется вплоть до энергии возбуждения ~ 30 МэВ и, если энергия возбуждения составного ядра не превышает существенно этой величины, то можно надеяться на достаточно большие сечения образования сверхтяжелых ядер /до 10^{-30} см²/ /6/.

Очевидный недостаток метода синтеза сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния состоит, однако, в том, что продукты таких реакций всегда являются нейтрондефицитными. Так, наиболее тяжелые синтезированные изотопы 104-го и 105-го элементов отстают от линии β -стабильности на 10-15 нейтронов. Наиболее устойчивый изотоп ²⁹⁸114 /центр "острова стабильности"/ должен быть β -стабильным и не может быть получен этим методом в любых реальных комбинациях мишень-частица. В такой ситуации перспективность реакций полного слияния определяется возможностью получения ядер, достаточно близких к дважды магическому ²⁹⁸114. Оболочечные эффекты в таких ядрах могут быть достаточно сильными, чтобы обеспечить повышенную устойчивость относительно спонтанного деления и заметную величину сечения образования.

Область ядер вблизи $Z = 114$ и $N = 184$, по данным Файзета и Никса, представлена на рис. 1. Рис. 2 дает представление о деформации "острова стабильности", которая происходит, если расчетные значения времен жизни относительно спонтанного деления уменьшить в 10^{10} раз. Вопросы синтеза сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния обсуждались в ряде теоретических работ /6,7/. Экспериментально исследовались реакции с ионами Ar, Zn и Kr. Рассмотрим кратко результаты этих экспериментов.

В 1967 г. Томпсон и др. /8/ использовали реакцию ²⁴⁸Cm + ⁴⁰Ar с целью синтеза сверхтяжелых ядер с $T_{1/2} > 10^{-9}$ сек. Была получена верхняя граница сечений образования сверхтяжелых ядер 10^{-32} см². При

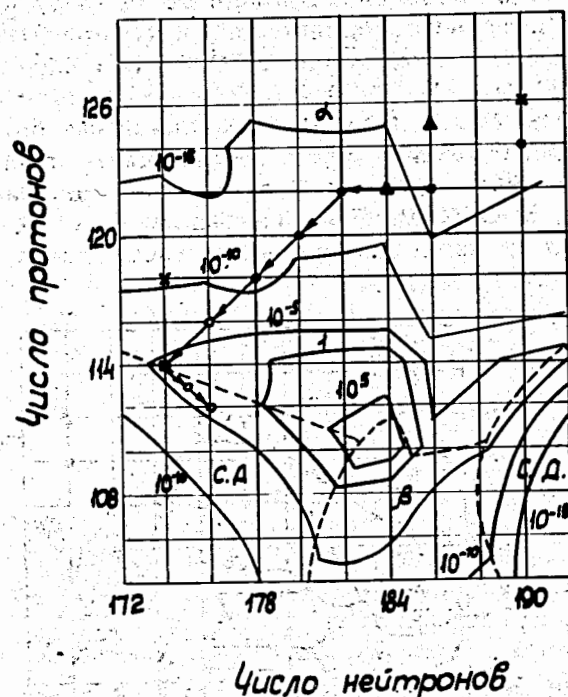


Рис. 1. Область повышенной устойчивости сверхтяжелых ядер вблизи $Z = 114$ и $N = 184$ по данным работы /4/. Тонкими линиями показано положение изотопов с указанными на рисунке периодами полураспада /в годах/. Прерывистыми линиями разграничены участки, в каждом из которых преобладает определенный тип радиоактивного распада / α , β или С.Д. - спонтанное деление/. Символами показано положение составных ядер, образующихся в реакциях ²³²Th + ⁷⁶Ge и ²³⁸U + ⁷⁶Ge (•); ²³⁸U + ⁶⁸Zn и ²⁴³Am + ⁶⁸Zn (▲); ²⁰⁸Pb + ⁸⁴Kr и ²³²Th + ⁸⁴Kr (×); ²⁴⁸Cm + ⁴⁰Ar (■). В качестве примера возможной эволюции составных ядер в реакциях такого типа стрелками показан распад ядра ³⁰⁸122, образовавшегося при слиянии ²³²Th и ⁷⁶Ge. После испарения 4 нейтронов и 6-ти последовательных актов α -распада и К-захвата это ядро превращается в изотоп ²⁸⁸112, который должен делиться спонтанно с $T_{1/2} \sim 1$ час.

испарении 3-5 нейтронов из составного ядра $^{288}_{114}$ должны образоваться изотопы, удаленные на 13-15 нейтронов от центра "острова стабильности", и их периоды полураспада могут быть много меньше 10^{-9} сек, как это видно из рис. 2.

В 1970-72 г.г. в Орск предпринимались попытки синтеза сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами Kr . Мишени из Pb , Th , и U облучались ионами ^{84}Kr с энергией ≈ 500 МэВ. Достигнутый в этих экспериментах предел чувствительности соответствовал верхней

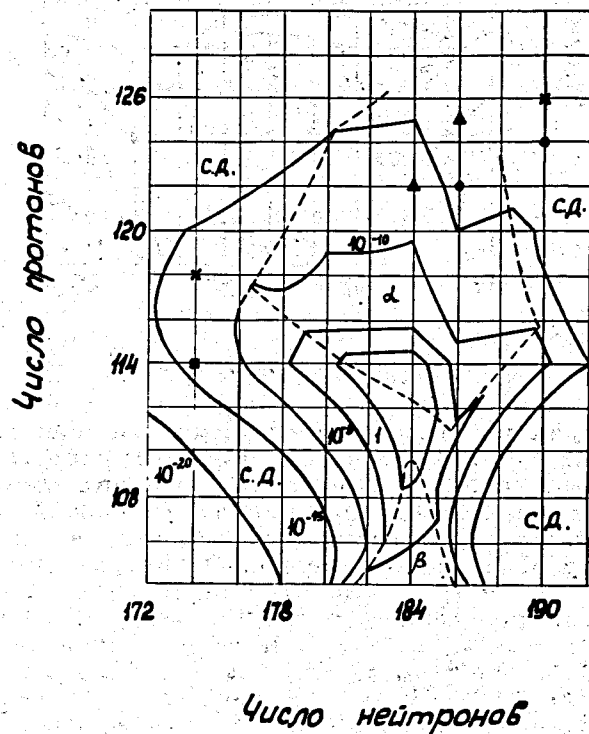


Рис. 2. Область повышенной устойчивости сверхтяжелых ядер вблизи $Z = 114$ и $N = 184$ по данным работы /4/. Приведенные в этой работе значения периодов полураспада относительно спонтанного деления уменьшены на фактор 10^{10} . Обозначения те же, что и на рис. 1.

границе сечения образования 5.10^{-30} см^2 при $T_{1/2} > > 10^{-7}$ сек /9/. Следует отметить, что продукты реакции с ионами криптона также, по-видимому, недостаточно близки к центру "острова стабильности" и могут иметь периоды полураспада меньше 10^{-7} /см.рис. 2/.

Определенный интерес с этой точки зрения представляют реакции с ионами Zn , $^{238}U + ^{66}Zn$ и $^{243}Am + ^{68}Zn$, которые дают возможность синтезировать ядра, более близкие к $^{288}_{114}$. Однако и такие эксперименты, несмотря на более высокую, чем в опытах с ионами Kr , чувствительность, не привели к положительным результатам /10/. Верхняя граница сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами Zn составляет 5.10^{-32} см^2 .

Анализируя свойства сверхтяжелых ядер с учетом доступных комбинаций мишень-частица, Святецкий пришел к выводу, что реакция $^{232}Th + ^{76}Ge$ является, возможно, наиболее перспективной /11/. В работе Святецкого и Цанга /6/ сделан вывод, что сечение образования сверхтяжелых ядер в реакциях $Th + Ge$ может составлять 10^{-30} см^2 . Такое значение следует, по-видимому, рассматривать как верхний предел вследствие неопределенности в оценке некоторых факторов, которые могут сильно понизить величину сечения /энергия возбуждения составного ядра, влияние вязкости ядерного вещества/. С этой точки зрения общим и наиболее существенным недостатком экспериментов с ионами Ar , Zn и Kr является их малая чувствительность.

Для проведения экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами германия был создан специальный плазменный источник ионов, позволяющий работать с твердыми материалами. С таким источником осуществлялось ускорение ионов германия на тандем-циклотроне ОИЯИ. Был получен внутренний пучок ускоренных ионов с интенсивностью до 10^{11} ч/секи энергией 600 МэВ (^{76}Ge) и 620 МэВ (^{74}Ge) на максимальном радиусе циклотрона У-200 /второй ступени тандем-циклотрона/. Это позволило проводить эксперименты по синтезу сверхтяжелых ядер с чувствительностью до 10^{-35} см^2 .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Наиболее эффективным способом обнаружения сверхтяжелых ядер, образующихся в реакциях с ионами ^{74}Ge и ^{76}Ge , является регистрация актов спонтанного деления. Показанный на рис. 1 пример распада изотопа $^{304}_{122}$, образующегося в реакции $^{232}\text{Th} + ^{76}\text{Ge}$ (αn), является достаточно типичным для продуктов реакций (Ge, xn) и ($\text{Ge}, \alpha xn$) в данной области ядер. Изотоп $^{304}_{122}$ должен иметь сравнительно большое время жизни относительно спонтанного деления $/T \approx 10^{10}$ сек/ и весьма малое относительно α -распада $/T_{\alpha} \approx 10^{-5}$ сек/. После серии α -распадов ситуация должна измениться, поскольку наряду с увеличением T_{α} уменьшаются времена жизни относительно электронного захвата и спонтанного деления. В избранном нами конкретном случае последовательность актов α -распада и электронного захвата приводит к ядру $^{288}_{112}$, которое должно испытывать спонтанное деление с $T_{1/2} \approx 1$ час. Аналогичная ситуация имеет место при распаде других первичных продуктов реакций полного слияния ^{232}Th с ионами ^{74}Ge и ^{76}Ge при испарении 2, 3 и 4-х нейтронов. Альфа-распад ядер $^{302-306}_{122}$ приводит в конечном счете к спонтанно делящимся нуклидам с периодами полураспада от 1 сек до 1 года. Поэтому экспериментальная методика должна позволять с максимальной чувствительностью регистрировать спонтанное деление изотопов с временами жизни в таком диапазоне.

Указанный диапазон исследовался двумя методами. Один из них был рассчитан на поиски сравнительно долгоживущих изотопов сверхтяжелых элементов с $T_{1/2}$ от нескольких часов до 1 года. Вторым методом проводились поиски изотопов с $T_{1/2}$ от нескольких миллисекунд до 1-2 дней. Специальными экспериментами было показано, что потенциальные источники фона не препятствуют обнаружению сверхтяжелых ядер, образующихся в реакциях с сечением свыше 10^{-35} см².

Поиски долгоживущих изотопов осуществлялись при облучении толстых мишеней из металлического тория

/30 мкм/ ионами ^{74}Ge и ^{76}Ge с максимальной энергией. Таким образом использовался весь диапазон энергий ионов, в котором происходило ядерное взаимодействие тория и германия.

Чтобы избежать потерь сверхтяжелых продуктов в процессе облучения из-за нагрева и радиационных повреждений, были приняты меры для надежного охлаждения мишеней. Температура мишеней в процессе облучения не превышала 60° С. Поскольку физико-химические свойства сверхтяжелых элементов неизвестны, а некоторые авторы предсказывают их повышенную летучесть^{/12/}, проводились специальные опыты, в которых измерялся относительный выход изотопов Ac , Ra и Rn . В этих опытах металлические ториевые фольги облучались различными по величине и плотности интегральными потоками ионов германия. Относительный выход изотопов Ac , Ra и Rn оставался при этом неизменным.

В экспериментах по синтезу сверхтяжелых ядер интегральный поток ионов на толстые ториевые мишени составил $2,7 \cdot 10^{15}$ ионов ^{74}Ge и $2,4 \cdot 10^{15}$ ионов ^{76}Ge . После облучения ториевые мишени прокатывались до толщины 1-2 мкм и затем помещались в контакт со стеклянными детекторами осколков деления с обеих сторон, что позволило регистрировать оба осколка в каждом акте деления. Эффективность регистрации осколков составляла 90%. Вся процедура от конца облучения до начала экспозиции занимала 5-6 часов.

За время экспозиции, которое составляло ~100 дней для мишеней, облученных ионами ^{74}Ge и ^{76}Ge было зарегистрировано всего три акта спонтанного деления. Из них два акта были зарегистрированы с мишенью, облученной ионами ^{74}Ge . Столь низкий уровень эффекта позволяет установить лишь верхнюю границу сечения образования долгоживущих сверхтяжелых ядер в реакциях $^{232}\text{Th} + ^{74}\text{Ge}$ и $^{232}\text{Th} + ^{76}\text{Ge}$, которая составляет 10^{-34} см².

Схематический вид устройства для поисков короткоживущих сверхтяжелых ядер показан на рис. 3. Продукты реакций полного слияния ядер тория и германия выбивались из мишени толщиной 5 мг/см² и попадали на

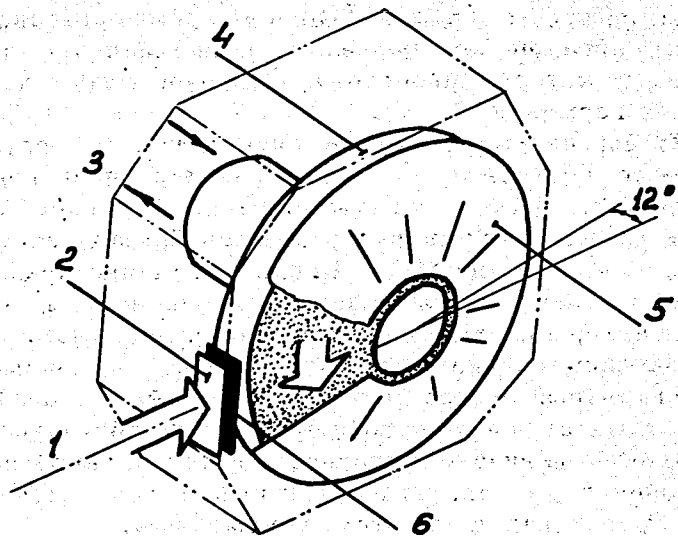


Рис. 3. Схема регистрации короткоживущих спонтанно делящихся продуктов реакций: 1 - пучок ионов Ge; 2 - фольга из титана; 3 - водяное охлаждение; 4 - вращающийся диск - сборник продуктов ядерных реакций; 5 - детекторы осколков деления; 6 - мишень (^{232}Th , ^{238}U).

сборник - вращающийся диск с водяным охлаждением, который переносил их к детекторам осколков деления. В качестве детекторов осколков использовалась полимерная пленка /лавсан/. При максимальной скорости вращения диска 400 об/мин можно было регистрировать спонтанное деление с периодами полураспада свыше 5 мсек.

Энергия ионов, бомбардирующих мишень, варьировалась с помощью поглотителей из титана, а также путем перемещения по радиусу циклотрона. Пробег сверхтяжелых продуктов реакций $\text{Th} + \text{Ge}$ при энергии ионов 500 МэВ должен составлять в алюминии примерно 10 мкм/13/. Столь большая толщина слоя препятствует регистрации осколков деления. Поэтому диск-сборник был изготовлен в виде усеченного конуса с углом при основании 12°, так что ядра - продукты реакций полного слияния вбивались в сборник наклонно к поверхности на глубину не более 2 мкм. Фон от рассеянных ионов герма-

ния исключался специальным режимом травления при обработке лавсана. Полная эффективность регистрации актов спонтанного деления составляла ~ 50%.

Были проведены три серии облучений, в которых исследовались реакции $^{232}\text{Th} + ^{74}\text{Ge}$, $^{232}\text{Th} + ^{76}\text{Ge}$, $^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$. Поскольку сверхтяжелые ядра могут образовываться в реакциях различного типа: (Ge, xn) , $(\text{Ge}, a xn)$ и т.д., измерения проводились в широком диапазоне энергий ионов - от максимальной до энергии, близкой кулоновскому барьеру.

Ни в одном из облучений в указанных комбинациях мишень-частица не удалось зарегистрировать акты спонтанного деления. Условия экспериментов и определенные при этом верхние пределы сечения образования сверхтяжелых ядер представлены в таблице.

ОБСУЖДЕНИЕ

Совокупность экспериментальных результатов, представленных в данной работе, означает, что сечение образования сверхтяжелых ядер в реакциях $^{232}\text{Th} + ^{74}\text{Ge}$ и $^{232}\text{Th} + ^{76}\text{Ge}$ не превышает 10^{-34} см², если их времена жизни находятся в диапазоне от 5 мсек до 1 года. Такая граница в 10^2 - 10^5 раз ниже значений, достигнутых в более ранних попытках синтеза сверхтяжелых ядер, и в 10^4 раз ниже величины, полученной в оценках Святецкого и Цанга. Реакции $\text{Th} + \text{Ge}$ являются наиболее перспективными с точки зрения приближения к центру "острова стабильности". Поэтому следует более детально проанализировать полученные результаты.

Как уже отмечалось, основная трудность в расчетах времен жизни сверхтяжелых ядер связана с учетом роли спонтанного деления. В работе Файзета и Никса неопределенность расчетных значений парциальных времен жизни относительно спонтанного деления ($T_{\text{сд}}$), α -распада (T_{α}) и электронного захвата ($T_{\text{эз}}$) оценивается факторами 10^{10} , 10^3 и 10^2 соответственно /4/. При облучении ^{232}Th ионами ^{74}Ge и ^{76}Ge продуктами реакций полного слияния с испарением 2-4 нейтронов являются изотопы

$^{302-306}122$, которые должны испытывать α -распад с периодами полураспада 10^{-5} - 10^{-4} сек. Времена жизни спонтанно делящихся нуклидов, образующихся в результате α -распада ядер $^{302-306}122$, варьируются в диапазоне от 1 сек до 1 года. Если уменьшить расчетные значения $T_{сд}$ в 10^{10} раз, то изотопы $^{302-306}122$ не изменят своих свойств, поскольку для них $T_{\alpha} / T_{сд} \ll 10^{-10}$. Однако дочерние продукты их распада будут в этом случае испытывать спонтанное деление с временами жизни от 1 мсек до 10^2 сек. Исследованный в наших экспериментах диапазон соответствует периодам полураспада от 5 мсек до 1 года и таким образом основная неопределенность в значениях времен жизни по данным Файзета и Никса практически исключается.

Рассмотрим теперь вопросы, возникающие при оценке сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния. Его величина определяется двумя основными факторами: сечением образования возбужденного составного ядра и конкуренцией деления и испарения нейтронов в процессе его разрядки. Используем обычное выражение для сечения образования продуктов реакций полного слияния с испарением x нейтронов в несколько упрощенном виде:

$$\sigma \sim \sigma_c \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_i$$

Здесь σ_c - сечение образования составного ядра с учетом критического углового момента, а фактор $\prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_i$ учитывает конкуренцию деления и испарения нейтронов.

В области неделиющихся или слабо делящихся ядер, при $\Gamma_n > \Gamma_f$, $\sigma \sim \sigma_c \sim 10^{-25}$ см², что было показано в экспериментах с ионами Kr и Xe вплоть до $A_c \sim 200$ /^{14, 15}/. В области делящихся ядер при $\Gamma_n / \Gamma_f < 1$ фактор

$\prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_i \ll 1$ и $\sigma \ll \sigma_c$. Вместе с тем, как было

показано в работах/^{16, 17}/, при $A_c > 200$ и $A_d > 40$ возможно уменьшение сечения образования составного ядра

* A_c - массовое число составного ядра в реакции полного слияния. A_d - массовое число бомбардирующих тяжелых ионов.

вследствие уменьшения критического углового момента из-за большой делимости, а также влияния вязкости ядерного вещества. Нам представляется, однако, что малая величина сечения образования сверхтяжелых ядер определяется главным образом конкуренцией деления и испарения нейтронов. Важнейшим фактором при этом является энергия возбуждения составного ядра E^* .

Согласно оценкам Святецкого и Цанга, величина

$\prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_i$ составляет примерно 10^{-3} при энергии воз-

буждения составного ядра $^{308}122$ 40 МэВ, что приводит к сечению образования сверхтяжелых ядер в реакции ($^{232}\text{Th} + ^{76}\text{Ge}$) 10^{-30} см²/⁶/. Вполне допустимое уменьшение высоты барьеров деления сверхтяжелых ядер на 2 МэВ /что примерно соответствует введению фактора 10^{10} при оценке времен жизни $T_{сд}$ / понижает эту величину до 10^{-5} . Однако из сопоставления расчетных данных о барьерах деления/¹⁸/ и экспериментально измеренных сечений реакций полного слияния/^{19, 20}/ в области элементов 100-105 следует, что величина $\prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_i$ должна быть еще меньше.

Экспериментальные данные по изучению порога слияния в реакции $^{232}\text{Th} + ^{74}\text{Ge}$ показывают, что минимальная энергия возбуждения составного ядра $^{306}122$ превышает 40 МэВ/²¹/. Вместе с тем известно, что с ростом энергии возбуждения влияние оболочек быстро уменьшается и при $E^* > 30$ МэВ практически отсутствует/⁵/. Поскольку барьер деления столь тяжелых ядер, как $^{306}122$, целиком определяется оболочечной поправкой к энергии деформации ядра, это обстоятельство должно приводить к существенному уменьшению Γ_n / Γ_f , а следовательно, и уменьшению сечения образования сверхтяжелых ядер.

Таким образом, сечение образования сверхтяжелых ядер в реакциях $\text{Th} + \text{Ge}$ может оказаться меньше 10^{-34} см² и это подтверждается представленными здесь экспериментальными данными. В дальнейшем для синтеза сверхтяжелых ядер принципиально важно повышение чувствительности экспериментов, что связано с существенным увеличением интенсивности пучка тяжелых ионов.

Авторы признательны В.Святецкому за интересные и полезные дискуссии по поводу свойств и синтеза сверхтяжелых ядер. Мы благодарны О.А.Орловой, Л.И.Гончарову, Н.А.Данилову, Н.К.Скобелеву, Б.В.Шилову и В.А.Щеголеву за помощь в проведении экспериментов; И.А.Шелаеву и группе эксплуатации ускорителей за разработку метода ускорения ионов германия и обеспечение работы тандем-ускорителя во время проведения экспериментов.

Литература

1. W.D.Myers and W.J.Swiatecki. Nucl.Phys., 81, 1 (1966).
2. S.G.Nilsson, C.F.Tsang, A.Sobiczewski, Z.Szymanski, S.Wycech, C.Gustafson, I.L.Lamm, P.Moller, B.Nilsson. Nucl.Phys., A131, 1 (1969).
3. Ю.А.Музыка, В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский. ЯФ, 8, 716 /1968/.
4. E.O.Fiset and J.R.Nix. Nucl.Phys., A193, 647 (1972).
5. L.G.Moretto. Nucl.Phys., A180, 337 (1972).
6. W.J.Swiatecki and C.F.Tsang. Nuclear Chemistry Annual Report 1971, LBL-666, 138 (1972).
7. Ю.А.Музыка. ЯФ, 11, 105 /1970/.
8. S.G.Nilsson, S.G.Thompson, C.F.Tsang. Phys.Lett., 28B, 458 (1969).
9. R.Bimbot, C.Deprun, D.Gardes, H.Gauvin, Y.Le Beyec, M.Lefort, J.Peter. Nature, 234, 215 215 (1971); P.Colombani, B.Gatty, J.C.Jacmart, M.Lefort, J.Peter, M.Riou, C.Stephan, X.Tarrago. European Conference on Nuclear Physics 1972, Aix-en-Provence, v. II, p. 91.
10. А.Г.Демин, В.Куш, М.Б.Миллер, А.С.Пасюк, А.А.Плеве, Ю.Н.Третьяков. Международная конференция по физике тяжелых ионов 1971, Дубна, Сообщение ОИЯИ Д7-5769, 169; А.А.Плеве, А.Г.Демин, В.Куш, М.Б.Миллер, Н.А.Данилов. ОИЯИ, Р7-7279, Дубна, 1973.
11. W.J.Swiatecki. Intern.Conf. on Nucl.Reactions. Induced by Heavy Ions, North Holland, 729 (1971).
12. O.L.Keller, J.L.Burnett, T.A.Carlson, C.W.Nestor. J.Phys.Chem., 74, 1127 (1970); B.Fricke, J.T.Waber. Actinides Rev., 1, 433 (1971);
13. L.C.Northcliffe and R.F.Schilling. Nuclear Data Tables A7, 233 (1971).
14. H.Gauvin, Y.Le Beyec, M.Lefort, C.Deprun. Phys.Rev.Lett., 28, 697 (1972).
15. Г.Н.Флеров, С.А.Карамян, Ю.Э.Пенионжkevич,

С.П.Третьякова, И.А.Шелаев. ОИЯИ, Р7-6262, Дубна, 1972.

16. F.Plasil. Communications de la Conference Europeene de Physique Nucleaire, 1972, Aix-en-Provence, v. II, p. 51.
17. W.J.Swiatecki, S.Bjornholm. Phys.Rep., 4C, no. 6, 325 (1972).
18. M.Brack, J.Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong. Rev.Mod.Phys., 44, 320 (1972).
19. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Ю.А.Лазарев, С.П.Третьякова, И.В.Колесов, В.М.Плотко. АЭ, 29, 243 /1970/; Nucl. Phys., A160, 181 (1971).
20. T.Sikkeland, A.Ghiorso, M.J.Nurmia. Phys.Rev., 172, 1232 (1968).
21. Ю.Ц.Оганесян, Д.М.Надкарни, Ю.Э.Пенионжkevич, Б.И.Пустыльник, Нгуен Так Ань. ОИЯИ, Р7-7391, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 августа 1973 года.

Таблица

Реакция	Диапазон энергии ионов взаимодействующих с Th, U (Мэв в л.с.)	Верхняя граница сечения (см ²)
$^{232}\text{Th} + ^{74}\text{Ge}$	370 - 430	$2 \cdot 10^{-34}$
	390 - 450	$1 \cdot 10^{-34}$
	420 - 480	$2 \cdot 10^{-34}$
$^{232}\text{Th} + ^{76}\text{Ge}$	400 - 460	$1 \cdot 10^{-34}$
	460 - 520	$1 \cdot 10^{-34}$
	510 - 570	$5 \cdot 10^{-35}$
	530 - 590	$2 \cdot 10^{-34}$
$^{238}\text{U} + ^{76}\text{Ge}$	430 - 490	$1 \cdot 10^{-33}$
	510 - 570	$1 \cdot 10^{-34}$