

УДК 539.172.17,539.1.074.55

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ РЕАКЦИЙ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca}, xn)^{184-x}\text{Hg}$

© 2020 г. В. Ю. Веденеев^{1,*}, А. М. Родин¹, Л. Крупа^{1,2}, Д. Камас^{1,3}, Е. В. Чернышева¹,
А. В. Гуляев¹, М. Голик^{2,4}, Я. Климан³, А. Б. Комаров¹, А. С. Новоселов¹,
А. Опихал^{1,5}, Й. Пехоушек⁵, А. В. Подшибякин¹, В. С. Саламатин¹,
С. В. Степанцов¹, С. А. Юхимчук¹

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, Дубна, Россия

²Чешский технический университет в Праге, Институт экспериментальной и прикладной физики, Прага, Чехия

³Институт физики Словацкой академии наук, Братислава, Словакия

⁴Университет Западной Богемии, факультет электротехники, Пльзень, Чехия

⁵Университет имени Палацки в Оломоуце, Оломоуц, Чехия

*E-mail: vvedeneyev@gmail.com

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

С помощью метода подвижного поглотителя были измерены функции возбуждения в xn -испарительных каналах реакций полного слияния, ведущих к образованию изотопов ртути Hg. Эксперимент выполнялся на ускорителе У-400М с использованием пучков ^{36}Ar , ^{40}Ar и ^{40}Ca , выведенных с энергией ~ 7 МэВ/нуклон. С увеличением толщины никелевого поглотителя, используемого для понижения энергии пучка на мишени, возрастает дисперсия энергии пучка ионов.

DOI: 10.31857/S0367676520040377

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах по изучению химических свойств сверхтяжелых элементов, было обнаружено, что элемент коперниций (Cn, $Z = 112$) имеет повышенную летучесть по сравнению со своим химическим аналогом ртутью [1]. Это обстоятельство послужило основой научной программы измерения масс сверхтяжелых ядер на установке MASHA (Mass Analyzer of Super-Heavy Atoms) [2] с использованием ISOL-метода синтеза и выделения продуктов реакций слияния [2], а также метода масс-спектрометрического анализа. На установке MASHA были выполнены тестовые эксперименты по измерению изотопов радона и ртути, образованных в реакциях полного слияния.

Для определения полной эффективности сепарации на установке MASHA изотопов ртути, образованных в xn -испарительных каналах реакций, необходима информация об абсолютных сечениях в тех же реакциях. Сравнивая выходы изотопов, зарегистрированных в фокальной плоскости масс-сепаратора, с абсолютными сечениями реакций можно определить полную эффективность сепарации установки. Между тем, в настоя-

щее время отсутствуют данные по абсолютным сечениям испарительных остатков изотопов ртути в реакциях с ионами $^{36,40}\text{Ar}$ и ^{40}Ca . Поэтому был выполнен эксперимент по измерению абсолютных сечений вышеуказанных реакций с использованием метода подвижной стопки фольг-поглотителей.

Другой важной мотивацией для выполнения данной работы было изучение особенностей реакций слияния с ядрами-мишенями, находящимися вблизи магического числа нейтронов $N = 82$. Исследование влияния свойств входного канала реакции (деформаций ядер и масс-асимметрии) на функции возбуждения остатков испарения при энергиях вблизи кулоновского барьера было проведено для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, ведущих к образованию составного ядра ^{184}Hg .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Эксперимент выполнялся в Лаборатории Ядерных Реакций ОИЯИ на пучках тяжелых ионов ^{36}Ar , ^{40}Ar и ^{40}Ca , выведенных из ускорителя У-400М с

энергией ~ 7 МэВ/нуклон и током до 0.2 электрических мкА. Измерения функций возбуждения были выполнены с шагом по энергии ~ 3 МэВ. Начальная энергия пучка измерялась в режиме онлайн методом времени пролета с помощью пикап-датчиков, расположенных на расстоянии 1990 мм друг от друга в канале циклотрона. Сигналы пикап-датчиков оцифровывались высокоскоростными дигитайзерами. Точность измерения энергии составляла 0.5%. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Для уменьшения энергии пучка использовались поглотители из никелевых фольг с толщинами 2.7, 4.95, 10.3 и 16.9 мкм, закрепленные на вращающемся механическом приводе перед мишенью. Поворачивая поглотитель можно было увеличивать его эффективную толщину и тем самым плавно задавать энергию пучка на мишени.

В измерениях использовался метод регистрации испарительных остатков реакций полного слияния с помощью подвижного поглотителя [3]. В нашем эксперименте в качестве поглотителя вместо одной толстой фольги использовалась стопка из пяти алюминиевых фольг толщиной 0.8 мкм каждая. В течение эксперимента фольги попеременно находились в одном из двух состояний. В режиме облучения стопка из пяти алюминиевых фольг располагалась за мишенью, и продукты реакции останавливались на разной глубине фольг в зависимости от их энергии. В режиме измерения рамки с фольгами с помощью пневмопривода линейного перемещения раздвигались так, что каждая фольга оказывалась напротив соответствующего ей полупроводникового детектора, регистрирующего α -распады продуктов реакций. Длительности времен накопления составляли 10 с, длительности времен измерения в соответствии с временами жизни регистрируемых изотопов составляли для различных реакций 10 с и 60 с. Смена позиций фольг происходила периодически в течение всего эксперимента. Время движения между позициями фольг в режимах облучения и регистрации составляло ~ 0.3 с. Моменты начала движения и остановки рамок с фольгами были синхронизированы с электростатическим прерывателем пучка и системой сбора данных, которыми управлял контроллер "CompactRIO" от фирмы "National Instruments". Измерялись энергии и времена регистрации α -частиц относительно начала облучения. Также были выполнены измерения для определения фона. Было установлено, что вклад фоновых событий не превышал в накопленных спектрах 10%. Полученные спектры для фона учитывались в программе обработки данных при анализе спектров.

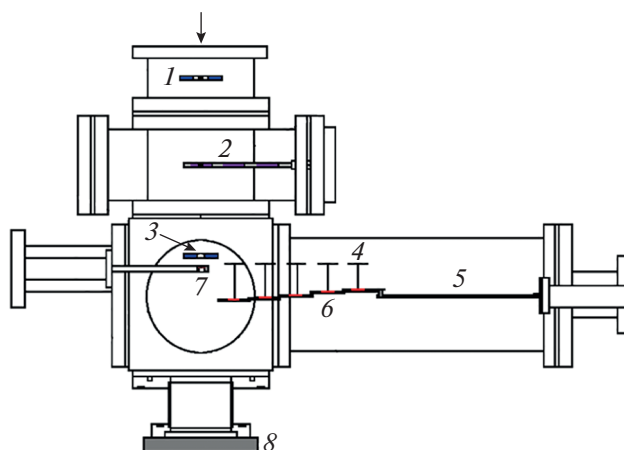


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 3 – диафрагмы, 2 – никелевые поглотители на поворотном штоке, 4 – детекторы, 5 – линейный вакуумный пневмопривод, 6 – поглотитель из пяти алюминиевых фольг, накапливающих продукты реакций полного слияния, 7 – мишень, 8 – цилиндр Фарадея, толстая стрелка – пучок ионов.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

На стадии подготовки к эксперименту были выполнены расчеты сечений xn , pxn и αxn -испарительных каналов реакций полного слияния. Сечение слияния вычислялось с использованием метода сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния, а сечения испарительных каналов в рамках статистической модели возбужденного ядра [4, 5]. Энергетические спектры α -частиц, соответствующие распаду продуктов реакций для максимумов функций возбуждения были промоделированы с использованием пакета GEANT4.

При обработке данных учитывалась геометрическая эффективность регистрации детекторов, вероятность α -распадов изотопов, а также делались поправки, связанные с периодом полураспада изотопов и длительностью периодов накопления-измерения. Учитывалось, что, во-первых, в течение всего времени накопления-измерения некоторое количество продуктов реакций в фольгах остается нераспавшимися от предыдущих периодов. Насыщение фольг продуктами реакции происходит за первые несколько периодов облучения, что в предположении нескольких тысяч таких периодов внутри одного файла, происходит почти сразу. Во-вторых, время перехода между позициями облучения и регистрации, хоть и мало, но конечно, и составляет ~ 0.3 с. Если обозначить это время как t_m , t_B – время облучения на пучке, t_D – время детектирования, тогда полный период T составит $t_B + 2t_m + t_D$ и будет равен 20 с (для времен облучения-детектирования по 10 с).

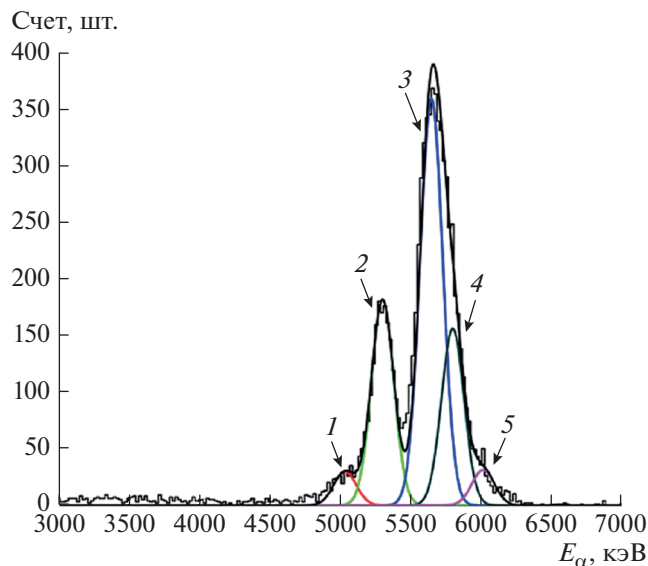


Рис. 2. Идентификация изотопов по энергетическому спектру α -распадов для одной из фольг для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ и энергии пучка ~ 180 МэВ. Отдельные гауссовы пики и суммарная кривая показаны линиями. Цифрами обозначены изотопы: 1 – ^{177}Pt (5517 кэВ, 5.6%), 2 – ^{182}Hg (5867 кэВ, 15%) + ^{176}Pt (5750 кэВ, 40%), 3 – ^{181}Hg (6006 кэВ, 30%), 4 – ^{180}Hg (6120 кэВ, 48%) + ^{177}Au (6110–6150 кэВ, 100%), 5 – ^{179}Hg (6288 кэВ, 55%).

В течение периода облучения t_B число оставшихся ядер от N_0 , к моменту начала облучения в следующем цикле будет равно

$$N = N_0 \exp(-\lambda t_B). \quad (1)$$

Количество ядер, образовавшихся за этот же период – N_B

$$N_B = \frac{\beta \sigma i}{\lambda} (1 - \exp(-\lambda t_B)), \quad (2)$$

где β – постоянная величина для каждой из мишеней, включающая в себя произведение толщины мишени, ее площади и плотности ядер; σ – сечение реакции, λ – постоянная распада и i – ток пучка.

К моменту начала детектирования накапливается $N + N_B$ ядер, а затем, по прошествии периода, накопление выходит на стационарный режим с N_0 ядер:

$$(N + N_B) \exp(-\lambda(2t_m + t_D)) = N_0, \quad (3)$$

$$(N_0 \exp(-\lambda t_B) + N_B) \exp(-\lambda(2t_m + t_D)) = N_0, \quad (4)$$

$$N_0 = \frac{N_B \exp(-\lambda(2t_m + t_D))}{1 - \exp(-\lambda T)}. \quad (5)$$

Число ядер в фольге к началу периода детектирования N_D составляет:

$$N_D = N_0 \exp(\lambda(t_m + t_D)) = \frac{\beta \sigma i}{\lambda} (1 - \exp(-\lambda t_B)) \left(\frac{\exp(-\lambda t_m)}{1 - \exp(-\lambda T)} \right). \quad (6)$$

За один цикл детектором регистрируются N_{det}^α ядер:

$$N_{\text{det}}^\alpha = g N_D (1 - \exp(-\lambda t_D)) = \frac{g \beta \sigma i \exp(-\lambda t_m) (1 - \exp(-\lambda t_B)) (1 - \exp(-\lambda t_D))}{\lambda (1 - \exp(-\lambda T))}, \quad (7)$$

где g – геометрическая эффективность регистрации детекторов.

Из уравнения (7) можно вычислить сечение реакции для конкретного изотопа уже с поправкой на период полураспада:

$$\sigma = \frac{N_{\text{det}}^\alpha \lambda (1 - \exp(-\lambda T))}{g \beta i (1 - \exp(-\lambda t_B)) \exp(-\lambda t_m) (1 - \exp(-\lambda t_D))}. \quad (8)$$

Данные обрабатывались двумя различными методами. Первый использовал среду “OriginPro”, куда заносились данные по энергетическим спектрам α -распадов в виде ASCII таблиц. Для выделения α -линий из спектра решается обратная задача по их поиску. Пример такого анализа для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ и энергии пучка в центре мишени ~ 180 МэВ представлен на рис. 2.

На основе анализа энергетических распределений зарегистрированных α -частиц были определены выходы изотопов ртути ^{180}Hg , ^{181}Hg и ^{182}Hg в $4n-2n$ каналах с энергиями 6119, 6006 и 5867 кэВ, соответственно.

Дополнительно для идентификации изотопов оценивались периоды α -распадов. На рис. 3

Таблица 1. Максимальные значения сечений образования изотопов ртути для $2n-6n$ каналов реакций и их энергии возбуждения. В скобках указаны энергии возбуждения E^* (МэВ), соответствующие максимумам сечений

σ , мб (E^* , МэВ)	$2n$	$3n$	$4n$	$5n$	$6n$
$^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	13 ± 2.9 (42.5)	12.4 ± 3.5 (52)	5.42 ± 1.56 (62)	1.49 ± 0.6 (76.5)	0.39 ± 0.16 (85)
$^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	9.8 ± 1.43 (48.9)	8.3 ± 0.81 (48.9)	3.2 ± 0.78 (60.7)	0.98 ± 0.2 (75.2)	–
$^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$ [8]	0.04 (41)	3 (45)	4 (53)	0.8 (70)	–
$^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	2.73 ± 0.83 (49.9)	6.96 ± 2.15 (49.9)	3.55 ± 1.15 (62.5)	0.51 ± 0.15 (68.8)	–

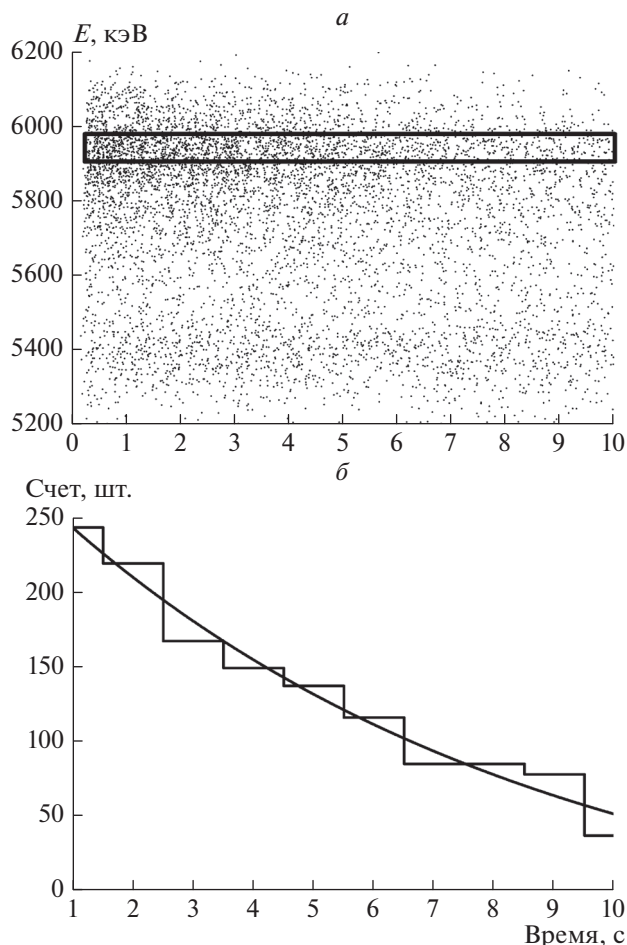


Рис. 3. *a* – Время-энергетическое распределение α -частиц с одного из детекторов. По вертикальной оси показаны энергии зарегистрированных α -частиц, по горизонтальной оси – время регистрации α -частицы относительно начала цикла измерения. Прямоугольником обозначена область энергии изотопа ^{181}Hg , *b* – гистограмма распада изотопа ^{181}Hg . Кривая – результат аппроксимации экспериментальных данных функцией экспоненциального распада для определения периода полураспада изотопа.

представлено время-энергетическое распределение для одного из детекторов. Выделяя различные области по энергиям и получая для них зависимость числа α -распадов от времени, можно определить периоды полураспада соответствующих изотопов.

Для вычисления сечений образования испарительных остатков также использовалось программное обеспечение, написанное специально для этого эксперимента в ЛЯР ОИЯИ. Это программное обеспечение позволяло анализировать энергетические спектры α -частиц и вычислять сечения образования испарительных остатков в xn -каналах реакций, делая все необходимые поправки.

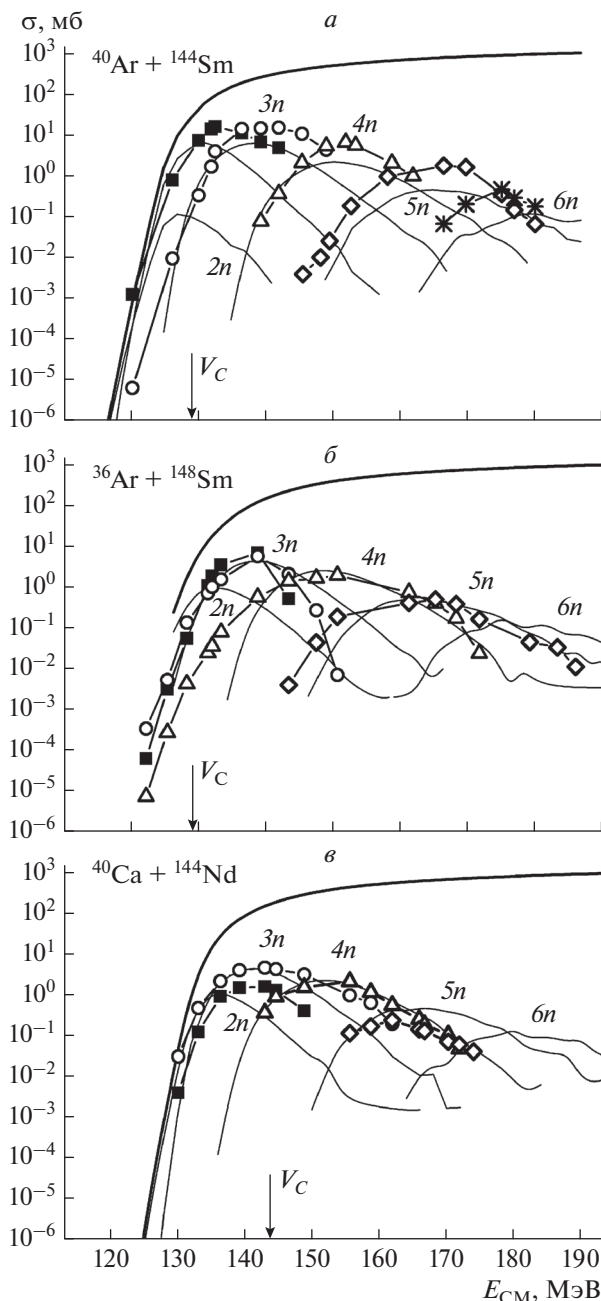


Рис. 4. Сечения xn -каналов испарения для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (*a*), $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ (*b*) и $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ (*v*) в зависимости от энергии центра масс E_{CM} составных ядер. Экспериментальные результаты для каналов: $2n$ (квадраты), $3n$ (круги), $4n$ (треугольники), $5n$ (ромбы), $6n$ (звезды). Результаты расчетов сечений слияния σ_{fus} методом сильной связи каналов (толстые линии) и xn -каналов испарения в рамках статистической модели возбужденного ядра (тонкие линии) [4, 5]; стрелки – кулоновские барьеры V_C для сферических ядер.

Потери энергии ионов в никелевых фольгах, титановой подложке и в середине слоя мишени рассчитывались с помощью программного пакета

SRIM [6]. Для измерения дисперсии энергии пучка от толщины никелевых поглотителей были проведены специальные измерения. Зависимость дисперсии энергии пучка от толщины поглотителя была определена экспериментально и учитывалась при анализе результатов методом деконволюции или обратной свертки [7].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измеренные абсолютные сечения испарительных остатков в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, ведущих к формированию составного ядра ^{184}Hg , представлены на рис. 4 в зависимости от энергии в системе центра масс E_{CM} . Сечения xn -каналов реакций были получены впервые, за исключением реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ [8].

В реакции с участием $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (рис. 4а) доминируют испарительные каналы $2n$ и $3n$ со значениями максимумов сечений $\sigma_{2n} = 13$ мб и $\sigma_{3n} = 12.4$ мб. Сечения остальных измеренных каналов $4n$, $5n$ и $6n$ плавно снижаются с ростом энергии. Высота кулоновского барьера V_C для сферических ядер равна примерно 130 МэВ [5]. Из-за динамической деформации ядер и туннельного эффекта слияние ядер с образованием составного ядра начинается при меньших энергиях. На рис. 4а показана зависимость от E_{CM} теоретического сечения слияния ядер, найденного с учетом связи с квадрупольными колебательными состояниями (фононами) обоих ядер. При расчетах с помощью вычислительного кода сетевой базы знаний NRV [4, 5] учитывалось 2 фонона ядра ^{40}Ar и один фонон ядра ^{144}Sm . Расчеты сечений xn -каналов были проведены также с помощью кода базы знаний NRV.

Для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ также доминируют испарительные каналы $2n$ и $3n$ с практически совпадающими положениями максимумов сечений при $E_{\text{CM}} = 132$ МэВ. При расчетах сечения слияния учитывались 2 квадрупольных фононов и один октупольный фонон для каждого из ядер.

Для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ доминируют испарительные каналы $3n$ и $4n$. При расчетах сечения слияния учитывались квадрупольный и октупольный фононы ядра ^{40}Ca вместе с двумя квадрупольными фононами и одним октупольным фононом ядра ^{144}Nd .

В таблице приведены максимумы абсолютных сечений образования изотопов ртути для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$. В скобках указаны энергии возбуждения E^* , соответствующие максимумам сечений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были измерены функции возбуждения испарительных остатков в реакциях полного слияния, ведущих к образованию изотопов ртути Hg, с использованием усовершенствованного метода подвижного поглотителя: $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$ и $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca}, xn)^{184-x}\text{Hg}$. Впервые получены абсолютные сечения xn -каналов реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$. Для учета влияния дисперсии пучка на измеренные функции возбуждения применялся метод деконволюции.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить за проведенные работы сотрудников из группы циклотрона У-400М за предоставленные пучки тяжелых ионов, а также выразить благодарность всем инженерным службам за обеспечение необходимых условий для проведения эксперимента. Авторы выражают благодарность В.В. Самарину за помощь в расчетах. Авторы благодарны дирекции Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова за поддержку и большой интерес к проводимым исследованиям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts., Abdullin F. Sh., Bailey P. D. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. № 6. Art. № 064609.
2. *Rodin A. M., Chernysheva E. V., Dmitriev S. N. et al.* // Book Abstr. 69th Int. Conf. NUCLEUS-2019. (Dubna, 2019). P. 339.
3. *Vermeulen D., Clerc H. G., Sahn C. C. et al.* // Z. Phys. A. 1984. V. 318. P. 157.
4. *Karpov A. V., Denikin A. S., Naumenko M. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. A. 2017. V. 859. P. 112.
5. <http://nr.v.jinr.ru/>
6. *Ziegler J. F., Ziegler M. D., Biersack J. P.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. B. 2010. V. 268. № 11–12. P. 1818.
7. *Morhac M., Kliman J., Matousek V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. A. 1997. V. 401. P. 385.
8. *Schädel M., Bröchle W., Jäger E. et al.* // GSI Rep. 2003. P. 20.