

P7-2005-106

Ю. Э. Пенионжкевич, Р. А. Астабатьян, И. Винцоур<sup>1</sup>,  
Н. А. Демехина<sup>2</sup>, З. Длоугы<sup>1</sup>, Т. Жолдыбаев<sup>3</sup>,  
Р. Калпакчиева, А. А. Кулько, С. П. Лобастов,  
С. М. Лукьянов, Э. Р. Маркарян, В. А. Маслов,  
Ю. А. Музыка, Ю. Ц. Оганесян, Д. Н. Рассадов,  
Н. К. Скобелев, Ю. Г. Соболев, В. Ю. Угрюмов<sup>1</sup>

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

${}^6\text{He}$  С ЯДРАМИ  ${}^{197}\text{Au}$  И  ${}^{206}\text{Pb}$

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ» и Материалы 55-й конференции по ядерной физике (Санкт-Петербург, 28 июня – 1 июля 2005 г.)

---

<sup>1</sup> Институт ядерной физики АН ЧР, Ржеж, Чехия

<sup>2</sup> Ереванский физический институт, Армения

<sup>3</sup> Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алма-Ата, Казахстан

Пенионжкевич Ю. Э. и др. P7-2005-106  
Некоторые особенности взаимодействия  ${}^6\text{He}$  с ядрами  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{206}\text{Pb}$

Представлены экспериментально измеренные функции возбуждения для каналов слияния с последующим испарением нейтронов,  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$  и  ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, xn){}^{203-xn}\text{Tl}$ , где  $x = 2-7$ , а также для реакций передачи на  ${}^{197}\text{Au}$  с образованием изотопов  ${}^{196}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{199}\text{Au}$ . Эксперимент проводился на ускорительном комплексе радиоактивных пучков DRIBs ОИЯИ. Интенсивность пучка  ${}^6\text{He}$  составляла  $5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ , максимальная энергия ( $60,3 \pm 0,4$ ) МэВ. Наблюдалось значительное увеличение сечения канала реакции слияния с испарением двух нейтронов в подбарьерной области энергий по сравнению с расчетами по статистической модели. Отмечено необычное поведение образования изотопа  ${}^{198}\text{Au}$ , а также относительно малое сечение образования изотопа  ${}^{199}\text{Au}$ . Проведенный анализ экспериментальных данных в рамках статистической модели распада возбужденных ядер с учетом последовательного слияния ядра  ${}^6\text{He}$  показал хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений сечения для подбарьерного слияния ядер в реакции  ${}^{206}\text{Pb} + {}^6\text{He}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Penionzhkevich Yu. E. et al. P7-2005-106  
Some Peculiarities in the Interaction of  ${}^6\text{He}$  with  ${}^{197}\text{Au}$  and  ${}^{206}\text{Pb}$

Excitation functions were measured for fusion followed by the evaporation of neutrons in the reactions  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$  and  ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, xn){}^{203-xn}\text{Tl}$ , where  $x = 2-7$ , as well as for the transfer reactions on a  ${}^{197}\text{Au}$  target with the formation of the  ${}^{196}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Au}$  and  ${}^{199}\text{Au}$  isotopes. The experiment was carried out at the Dubna Radioactive Ion Beams (DRIBs) complex of FLNR, JINR. The  ${}^6\text{He}$ -beam intensity was about  $5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ , the maximum energy being ( $60.3 \pm 0.4$ ) MeV. A significant increase in the cross section was observed below the Coulomb barrier for the fusion reaction with the evaporation of two neutrons compared to statistical model calculations. Unusual behaviour for the production of  ${}^{198}\text{Au}$  is observed, whereas the cross section for the formation of  ${}^{199}\text{Au}$  is very low. The analysis of the data in the framework of the statistical model for the decay of excited nuclei, which took into account the sequential fusion of  ${}^6\text{He}$ , has shown good agreement between the experimental and the calculated values of the cross sections for the case of sub-Coulomb-barrier fusion in the  ${}^{206}\text{Pb} + {}^6\text{He}$  reaction.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

## ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимодействия ядер с нейтронным гало уже почти 10 лет является предметом экспериментальных и теоретических исследований. Особый интерес вызывают реакции на пучке  ${}^6\text{He}$  с образованием составных ядер и их последующим распадом по каналам испарения нейтронов или деления.

Интерес к этим исследованиям был вызван появившейся в 1995 году экспериментальной работой [1], где при изучении реакции деления составного ядра  ${}^{215}\text{At}$ , образовавшегося при взаимодействии  ${}^6\text{He}$  с ядрами  ${}^{209}\text{Bi}$ , было обнаружено существенное увеличение сечения, особенно в подбарьерной области, по сравнению с расчетами по статистической модели. Несколько ранее такой эффект усиления вероятности слияния в подбарьерной области был предсказан в ряде теоретических работ [2, 3]. В частности, для  ${}^{11}\text{Li}$  было предсказано увеличение вероятности проникновения (туннелирования) через потенциальный барьер вследствие протяженного распределения в нем нейтронной плотности по сравнению с обычными атомными ядрами, расположенными вблизи долины стабильности. Такие распределения, как показано в работе [4], могут привести к «спариванию коллективных степеней свободы» и, соответственно, увеличению сечения реакции взаимодействия, особенно в подбарьерной области. Протяженное распределение ядерной материи характерно для нейтронно-избыточных легких ядер, у которых наличие валентных нейтронов может приводить к образованию нейтронного гало. К ядрам с такой структурой относятся  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Li}$ . С другой стороны, такие ядра являются слабосвязанными, что должно приводить к увеличению вероятностей их развала, который может сопровождаться последующим слиянием ядра остатка (кора) с ядром мишени или реакциями передачи нуклонов без дальнейшего взаимодействия ядер. Такое многообразие процессов в принципе затрудняет анализ экспериментальных данных и вызывает необходимость учета всех каналов реакции.

Между тем после первой экспериментальной работы по изучению реакции слияния-деления с ядрами  ${}^6\text{He}$  [1] был предпринят ряд экспериментов, в которых были сделаны попытки определить вероятность слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера. Так, например, в работе [5] исследовалась та же, что и в работе [1], реакция  ${}^{209}\text{Bi} + {}^6\text{He}$ ; были измерены функции возбуждения распада составного ядра с испарением трех нейтронов. Сравнение результатов работы [5] с расчетами по статистической модели

образования составного ядра и его распада подтвердило эффект усиления подбарьерного слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$ . Следующая работа по изучению функции возбуждения для канала деления  ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$  [6] также привела к выводу о значительном увеличении вероятности реакции слияния-деления с ядрами  ${}^6\text{He}$  в подбарьерной области энергии. Однако новый эксперимент этой группы авторов, в котором были проведены измерения осколков деления ядер в совпадении с  $\alpha$ -частицами, образовавшимися после развала  ${}^6\text{He}$ , показал, что подбарьерное слияние-деление для этой реакции легко объяснить делением ядер урана после передачи им одного или двух нейтронов. Это обстоятельство заставило авторов работы [6] выступить с новой статьей [7], в которой они утверждают, что в этой реакции отсутствует усиление сечения реакции слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$ . Имеется еще несколько работ по изучению реакций слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$  [8, 9]. Однако полученные в этих работах данные требуют большей статистической надежности и проведения более информативных экспериментов с выделением всех каналов реакции.

Наличие таких противоречивых данных свидетельствует о трудностях постановки экспериментов на пучках радиоактивных ядер, во-первых, из-за слабой интенсивности вторичных пучков, что не позволяет получать статистически надежные результаты, особенно в области около барьерных энергий. Во-вторых, для исследования функций возбуждения в широком диапазоне энергий (5–70 МэВ/А) приходится снижать энергию пучка, используя поглотители, что существенно увеличивает его энергетический разброс. Наконец, при относительно низкой интенсивности пучка частиц необходимо использовать детекторные системы с высокой эффективностью регистрации, расположенные под передними углами по отношению к падающему пучку.

Все это было учтено нами при подготовке данных экспериментов. Запуск ускорительного комплекса радиоактивных пучков DRIBs [10] в ЛЯР ОИЯИ в конце 2004 года позволил получить пучки  ${}^6\text{He}$  с интенсивностью  $5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$  в широком диапазоне энергий (3–10 МэВ/А) с энергетическим разрешением не хуже 1 %. Необходимо отметить, что подобным условиям могут удовлетворять только ускорительные комплексы, основанные на ISOL-методе. К таким комплексам, кроме DRIBs, относятся SPIRAL1 во Франции и ускоритель в Лувен-ля-Нев (Бельгия). Однако энергия пучка  ${}^6\text{He}$  в Лувен-ля-Нев не превышает 5 МэВ/А.

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте использовался пучок ионов  ${}^6\text{He}$  с энергией около 10 МэВ/А, полученный на ускорительном комплексе DRIBs ОИЯИ (Дубна). Ускорительный комплекс DRIBs включает в себя тандем циклотронов У-400 и У-400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (см. рис. 1). Ускоренный на

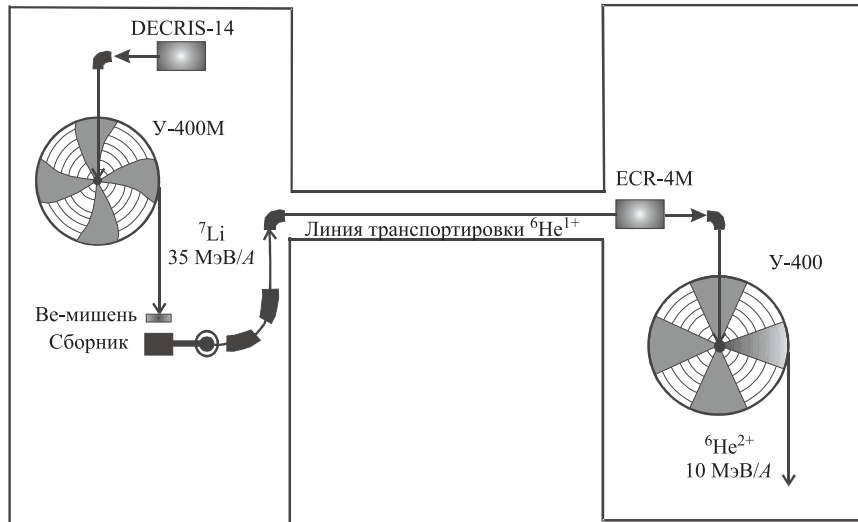


Рис. 1. Схема получения радиоактивного пучка  ${}^6\text{He}$  на ускорительном комплексе DRIBs

циклотроне У-400 до энергии  $35 \text{ MeV/A}$  пучок  ${}^7\text{Li}$  бомбардировал толстую бериллиевую мишень, где в результате  ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, p)$ -реакции образовывались ядра  ${}^6\text{He}$ , которые при вылете из мишени вбивались в пористый углеродный стопер. Стопер нагревался до температуры  $1600 \text{ }^\circ\text{C}$ , и атомы  ${}^6\text{He}$  диффундировали в камеру ECR-источника. После ионизации атомов  ${}^6\text{He}$  в ионном источнике однозарядные ионы  ${}^6\text{He}$  транспортировались во второй ускоритель У-400, где они ускорялись до энергии  $10 \text{ MeV/A}$ . Вывод пучка  ${}^6\text{He}^{2+}$  проводился методом обдирки ускоренных однозарядных ионов  ${}^6\text{He}$  на тонкой алюминиевой фольге.

Оптимизация режима ускорения и транспортировки пучка к физической установке позволила без дополнительной коллимации получить пучок  ${}^6\text{He}^{2+}$  размером  $7 \times 8 \text{ мм}$  непосредственно перед физической установкой с энергией  $60,3 \text{ MeV}$ , разрешением по энергии  $\Delta E = \pm 0,4 \text{ MeV}$  и интенсивностью  $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  при токе первичного пучка  ${}^7\text{Li} \sim 1,8 \text{ мкА}$  (рис. 2).

Для настройки пучка низкоэнергетических ионов  ${}^6\text{He}$  в канале транспортировки использовались сцинтилляционные детекторы [11]. Основные параметры пучка  ${}^6\text{He}$  (интенсивность, распределение и размеры) определялись непосредственно перед физической установкой специально разработанной многопроволочной пропорциональной камерой для диагностики пучка [12]. Конечная энергия пучка  ${}^6\text{He}$  измерялась с помощью магнитного спектрометра МСП-144 [13].

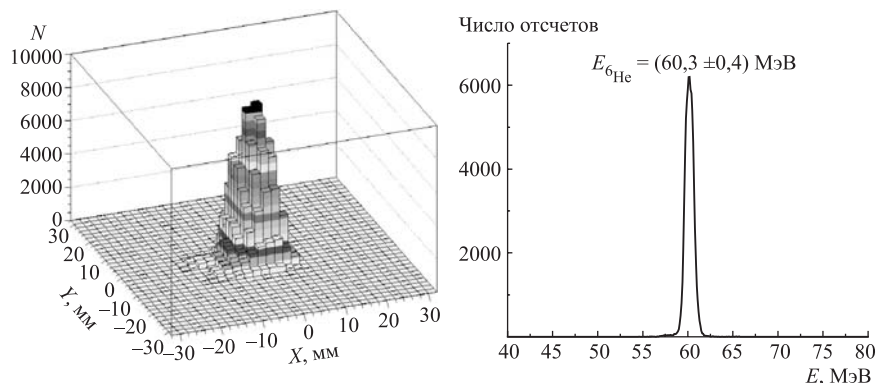


Рис. 2. Профиль пучка  ${}^6\text{He}$ , выведенного из циклотрона У-400, и его энергетическое разрешение

На пучке  ${}^6\text{He}$  мы провели цикл экспериментов по изучению взаимодействия  ${}^6\text{He}$  с другими атомными ядрами. В настоящей работе представлены данные по измерению функций возбуждения реакций слияния и реакций передачи нуклонов. Измерение выходов продуктов реакций слияния с последующим испарением из составного ядра  $x$  нейтронов и реакций передачи нуклонов проводилось с использованием активационной методики. Для измерения функций возбуждения на пучке  ${}^6\text{He}$  устанавливались последовательно две стопки: сначала стопка из золотых фольг с толщинами от 13 до 50 мкм, за ней располагалась стопка из тонких ( $600\text{--}700\text{ мкг/см}^2$ )  ${}^{206}\text{Pb}$ -мишеней (рис. 3). Перед этими стопками размещалась пропорциональная диагностическая камера, которая использовалась для настройки пучка  ${}^6\text{He}$  на мишень,

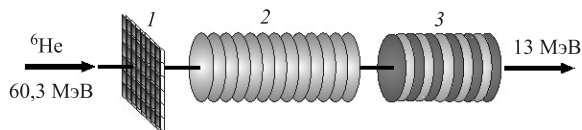


Рис. 3. Схема экспериментов по активационной методике на пучке  ${}^6\text{He}$  с двумя последовательными стопками, установленными за пропорциональной камерой (1): стопкой из золотых фольг (2) и стопкой из тонких  ${}^{206}\text{Pb}$ -мишеней (3). На рисунке приведены входная и выходная энергии  ${}^6\text{He}$

измерения пространственного распределения пучка и определения его интенсивности. Пучок  ${}^6\text{He}$  после прохождения всей сборки из двух стопок попадал в магнитный спектрометр МСП-144, с помощью которого измерялась оста-

точная энергия пучка. Энергия частиц  ${}^6\text{He}$  и потери энергии в каждом сборнике рассчитывались по программе LISE [14], а остаточная расчетная энергия после прохождения всех сборников-мишеней  ${}^6\text{He}$  сравнивалась с измеренной на магнитном спектрометре. Таким образом, несмотря на относительно широкое энергетическое распределение  ${}^6\text{He}$  в конце сборки ( $\pm 2$  МэВ) абсолютное значение энергии определялось с хорошей точностью (не хуже 1 МэВ).

Продукты реакции каналов слияния (изотопы  ${}^{203-xn}\text{Tl}$ ) идентифицировались методом off-line при анализе  $\gamma$ -спектров, полученных с помощью HPGe  $\gamma$ -спектрометров. Эффективность  $\gamma$ -спектрометров в пике полного поглощения ( $E_\gamma = 662$  кэВ) составляла 10 %, энергетическое разрешение — 1,5 кэВ для  $E_\gamma = 1800$  кэВ. Идентифицированные пики в  $\gamma$ -спектрах принадлежали изотопам Tl, являющимся продуктами девозбуждения составного ядра  ${}^{203}\text{Tl}$  после испарения из него от 2 до 7 нейтронов. В таблице приведены периоды полураспада, энергии и относительные выходы наиболее интенсивных  $\gamma$ -переходов продуктов исследуемых реакций слияния. Здесь же приведены периоды полураспада этих ядер. По всем этим характеристикам проводилась идентификация ядер-продуктов исследуемых каналов реакции.

**Характеристики ветвей распада изотопов  ${}^{203-xn}\text{Tl}$**

$xn$	Ядро-остаток	$T_{1/2}$ , ч	$E_\gamma$ , кэВ ( $I_\gamma$ , %)
2n	${}^{201}\text{Tl}$	72,91	167,4 (10 %)
3n	${}^{200}\text{Tl}$	26,1	367,9 (87 %)
4n	${}^{199}\text{Tl}$	7,42	247,26 (9,3 %)
5n	${}^{198}\text{Tl}$	5,3	675,88 (11 %); 587,2 (52 %)
6n	${}^{197}\text{Tl}$	2,84	152,2 (7,3 %)
7n	${}^{196}\text{Tl}$	1,84	344,9 (2 %)

Кроме того, в спектрах были идентифицированы  $\gamma$ -переходы изотопов  ${}^{196}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{199}\text{Au}$ , которые являлись продуктами реакции срыва с ядра мишени одного нейтрона ( ${}^{196}\text{Au}$ ) и реакций подхвата одного ( ${}^{198}\text{Au}$ ) и двух ( ${}^{199}\text{Au}$ ) нейтронов в результате взаимодействия ядер  ${}^6\text{He}$  с  ${}^{197}\text{Au}$ . Расположенная за стопкой из золотых фольг стопка мишеней из  ${}^{206}\text{Pb}$  после облучения измерялась на  $\alpha$ -спектрометре с целью получения информации о функции возбуждения реакции слияния с образованием составного ядра  ${}^{212}\text{Po}$  и последующего испарения двух нейтронов,  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$ , в диапазоне энергии пучка  ${}^6\text{He}$  от 13 до 24 МэВ (кулоновский барьер для данной реакции 20 МэВ). Идентификация ядра  ${}^{210}\text{Po}$  осуществлялась по энергии  $\alpha$ -частиц ( $E_\alpha = 5,3$  МэВ) и периоду полураспада ( $T_{1/2} = 138$  дней). Энергетическое разрешение  $\alpha$ -спектрометра составляло  $\sim 50$  кэВ, полная эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц была около 50 %.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

На основе измеренных выходов изотопов, образовавшихся после испарения из составного ядра  $^{203}\text{Tl}$  от 2 до 7 нейтронов, с учетом интенсивности пучка  $^6\text{He}$  и толщины мишеней определялись сечения образования этих изотопов и их зависимость от бомбардирующей энергии (функция возбуждения). Такая же процедура была использована и для определения функции возбуждения  $^{210}\text{Po}$ , образующегося в реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ .

На рис. 4 представлены экспериментальные результаты по измерению функций возбуждения каналов реакций  $^6\text{He} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{203-xn}\text{Tl}$  с испусканием  $x$  нейтронов из составного ядра. Анализ полученных данных про-

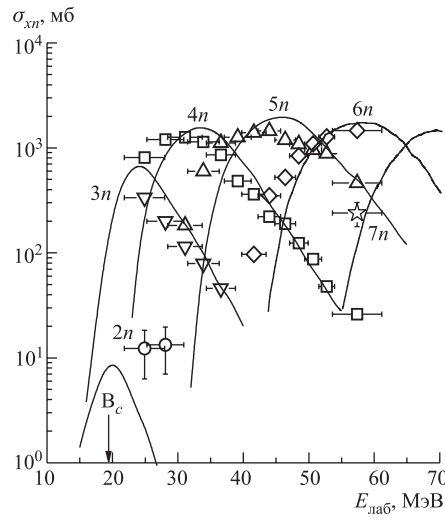


Рис. 4. Экспериментальные результаты по измерению функций возбуждения каналов реакций  $^{197}\text{Au} + ^6\text{He} \rightarrow ^{203-xn}\text{Tl}$  с испарением  $x$  нейтронов (от 2 до 7) из составного ядра  $^{203}\text{Tl}$  ( $\circ$  —  $2n$ ,  $\nabla$  —  $3n$ ,  $\square$  —  $4n$ ,  $\triangle$  —  $5n$ ,  $\diamond$  —  $6n$ ,  $\star$  —  $7n$ ). Сплошные линии — расчеты с использованием кода ALICE-MP [15, 16] с параметрами потенциала взаимодействия  $r_0 = 1,29$  фм,  $V = -67$  МэВ и  $d = 0,4$  фм;  $B_c$  — кулоновский барьер реакции  $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$

водился с использованием кода ALICE-MP [15, 16]. Значения параметров были взяты из анализа экспериментальных данных по сечениям испарительных реакций, вызываемых тяжелыми ионами в области средних и тяжелых ядер. Результаты расчетов приведены на рисунке сплошными кривыми. Из рис. 4 видно, что экспериментальные данные по сечениям реакций удовлетворительно согласуются с теоретическими кривыми в области максимумов функций возбуждения  $xn$ -каналов. Сечения и функция возбуждения реакции



с испусканием двух нейтронов, в которой образуется ядро  $^{201}\text{Tl}$ , не согласуются с предсказанием данной модели. Расчетные значения оказались заметно меньше экспериментальных результатов. Это может быть связано с тем, что реакция полного поглощения ядра  $^6\text{He}$  ядром  $^{197}\text{Au}$  имеет значение  $Q$ -реакции, равное 12,2 МэВ, что делает реакцию с испарением двух нейтронов глубоко подбарьерной. В этом случае расчеты сечений, в которых слияние описывается проникновением  $^6\text{He}$  через барьер, могут приводить к заниженным значениям. Аналогичная ситуация возникает и для реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (рис. 5). Правда, в этом случае значение  $Q$ -реакции равно 4,2 МэВ, что должно приводить к несколько большим значениям сечения.

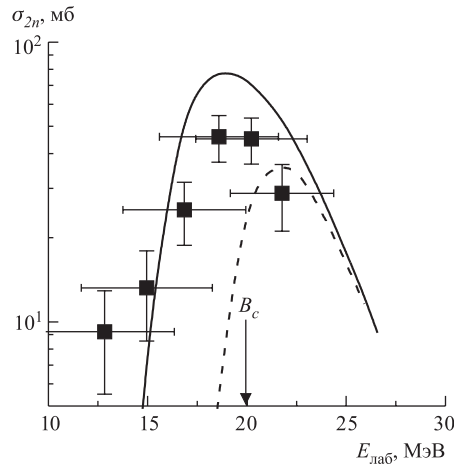


Рис. 5. Функция возбуждения реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ . ■ — экспериментальные значения сечений образования  $^{210}\text{Po}$ ; штриховая кривая — расчеты функции возбуждения реакции по статистической модели; сплошная кривая — результаты расчетов сечений образования  $^{210}\text{Po}$  по двухступенчатой модели слияния, учитывающей процесс последовательной передачи нейтронов [17];  $B_c$  — кулоновский барьер

Это отличие от расчетов особенно видно в представленной на рис. 5 функции возбуждения реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ . Сечение этой реакции в максимуме в соответствии с расчетами по статистической модели (см. штриховую кривую) должно быть мало, так как ее максимум расположен при энергиях ниже кулоновского барьера. Однако из представленных на этом рисунке экспериментальных данных видно, что даже при энергии частиц  $^6\text{He}$  на 7 МэВ ниже кулоновского барьера реакции  $^{206}\text{Pb} + ^6\text{He}$  сечение образования  $^{210}\text{Po}$  — продукта после испарения из составного ядра двух нейтронов — составляет заметное значение  $\sim 10$  мб. Таким образом, из наблюдения реакций с испарением двух нейтронов в подбарьерной области, а также вида функций возбуждения этих реакций мы можем констатировать, что наблюдается суще-

ственное увеличение сечений реакций слияния ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{206}\text{Pb}$  с ядрами  $^6\text{He}$  вблизи барьеров. На этом же рисунке показаны результаты расчетов вероятности слияния по двухступенчатой модели слияния [17]. В этой модели предполагается, что происходит последовательная передача нейтронов из ядра  $^6\text{He}$  ядру мишени. При этом энергия возбуждения ядерной системы возрастает на величину  $E_{\text{см}} + Q_{gg}$ , что существенно превышает энергию кулоновского барьера и приводит к проникновению на последнем этапе  $\alpha$ -частицы через барьер.

Согласие экспериментальных данных по сечениям реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  с расчетными свидетельствует о том, что процесс последовательной передачи нейтронов для слабосвязанных ядер, по-видимому, является основным фактором, влияющим на вероятность слияния  $^6\text{He}$  и  $^{206}\text{Pb}$  и увеличивающим сечение реакции в глубоко подбарьерной области.

На рис. 6 представлены зависимости сечений испарительных остатков для реакций  $^{197}\text{Au}(^6\text{He}, 2n)^{201}\text{Tl}$  и  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  как функция от отноше-

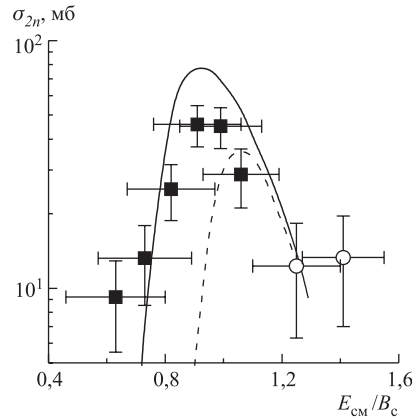


Рис. 6. Зависимость сечений образования испарительных остатков для реакций  $^{197}\text{Au}(^6\text{He}, 2n)^{201}\text{Tl}$  (светлые кружки) и  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (темные квадраты) как функция отношения энергии  $^6\text{He}$  в системе центра масс к энергии кулоновского барьера ( $E_{\text{см}}/B_c$ )

ния энергии  $^6\text{He}$  в системе центра масс ( $E_{\text{см}}$ ) к энергии кулоновского барьера ( $B_c$ ). Видно согласие  $2n$ -испарительных каналов для обеих реакций с расчетом в предположении о механизме последовательного слияния.

На рис. 7 представлены измеренные нами функции возбуждения реакций с образованием изотопов золота  $^{196}\text{Au}$ ,  $^{198}\text{Au}$  и  $^{199}\text{Au}$  в основном состоянии при взаимодействии  $^6\text{He}$  с ядрами  $^{197}\text{Au}$ . Из полученных данных следует, что вблизи барьера наблюдается высокая вероятность образования в этом взаимодействии ядер  $^{198}\text{Au}$  ( $\sigma \sim 1$  б). К сожалению, в настоящем эксперименте не

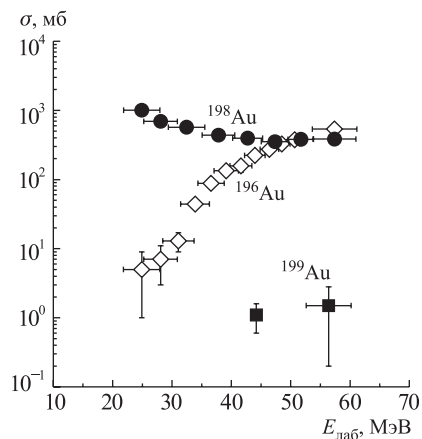


Рис. 7. Измеренные функции возбуждения образования изотопов  $^{196}\text{Au}$ ,  $^{198}\text{Au}$  и  $^{199}\text{Au}$  в реакции  $^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$

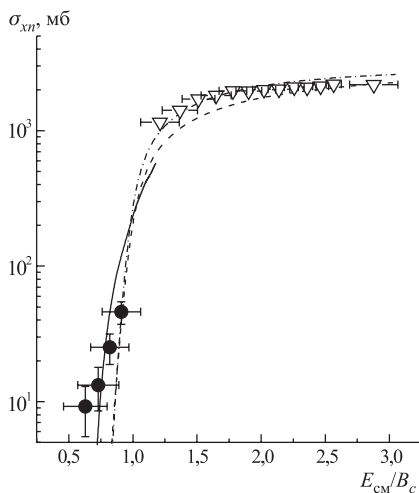


Рис. 8. Функция возбуждения для полных сечений реакций слияния:  $^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  ( $\nabla$  — настоящий эксперимент; штрихпунктирная кривая — расчет по модели связанных каналов; штриховая кривая — приближение одномерного барьера [18]) и  $^{206}\text{Pb} + {}^6\text{He}$  ( $\bullet$  — настоящий эксперимент; сплошная кривая — расчет, учитывающий передачу нейтронов из  ${}^6\text{He}$  и последующее слияние остатка  ${}^4\text{He}$  с ядром мишени [17]) в зависимости от отношения  $E_{\text{cm}}/B_c$

было измерено сечение образования  $^{198}\text{Au}$  при энергии ниже кулоновского барьера ( $\sim 20$  МэВ). Между тем высокая вероятность образования продук-

тов, имитирующих реакции передачи одного нейтрона ядру мишени вблизи барьера, может объяснить наблюдавшийся ранее в работах [6, 7] эффект повышенной вероятности подбарьерного деления в реакции  $^{238}\text{U} + ^6\text{He}$ .

Следует также заметить, что в наших экспериментах наблюдался относительно низкий выход изотопа  $^{199}\text{Au}$ , который на самом деле может указывать только на малое заселение основного состояния этого ядра при передаче двух нейтронов.

На рис. 8 представлена функция возбуждения для полного сечения реакций слияния в зависимости от отношения  $E_{\text{cm}}/B_c$ , полученная суммированием измеренных в настоящей работе выходов испарительных продуктов реакций. На рисунке четко видно значительное увеличение сечения слияния  $^{206}\text{Pb} + ^6\text{He}$  в подбарьерной области энергий  $^6\text{He}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты первых экспериментов на ускорительном комплексе DRIBs. В этих экспериментах интенсивность пучка  $^6\text{He}$  составляла  $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ . В следующем цикле экспериментов должна быть существенно увеличена интенсивность радиоактивного пучка  $^6\text{He}$  до  $\sim 10^8 \text{ c}^{-1}$ . Мы предполагаем детально исследовать поведение функций возбуждения  $1n$ - и  $2n$ -испарительных реакций при взаимодействии  $^6\text{He}$  с ядрами  $^{206}\text{Pb}$  и  $^{197}\text{Au}$  в глубоко подбарьерной области энергий, а затем измерить полные сечения реакций и сечения реакций передачи одного и двух нейтронов в околосбарьерной области энергий. Это, по-видимому, даст возможность окончательно понять механизм взаимодействия  $^6\text{He}$  с ядрами вблизи кулоновского барьера.

В заключение авторы выражают благодарность коллективу отдела ускорителей во главе с Г. Г. Гульбекяном за большую работу по запуску ускорительного комплекса DRIBs и получению пучка  $^6\text{He}$ . Мы благодарны М. Г. Иткису, С. Н. Дмитриеву за поддержку этой работы и В. И. Загребаеву за предоставление расчетных данных по сечениям реакций слияния и за полезные дискуссии в процессе выполнения настоящей работы.

Настоящая работа была выполнена при поддержке грантов INTAS № 00-00463 и РФФИ № 04-02-17372, а также грантов полномочных представителей Чешской Республики, Республики Польши и Республики Болгарии в ОИЯИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Fomichev A. S. et al. // Z. Phys. A. 1995. V. 351. P. 129;*  
*Penionzhkevich Yu. E. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 588. P. 258.*

2. *Hussein M. S. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 377; Nucl. Phys. A. 1995. V. 588. P. 85c.
3. *Dasso C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 597. P. 473.
4. *Stelson P. H.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1584.
5. *Kolata J. J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81, No. 21. P. 4580.
6. *Trotta M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84, No. 11. P. 2342.
7. *Raabe R., Sida J. L., Trotta M., et al.* // Nature. 2004. V. 431. P. 823.
8. *Pietro A. Di. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 044613.
9. *Navin A. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 044601.
10. *Oganessian Yu. Ts., Gulbekian G. G.* // Proc. of the Int. Conf. «Nuclear Shells — 50 Years», Dubna, Russia, 1999 / Eds. Oganessian Yu. Ts., von Oertzen W. and Kalpakchieva R. World Scientific, Singapore, 2000. P. 61.
11. *Kuznetsov V. D. et al.* // Scientific report FLNR 2001–2002 / Ed. Popeko A. G. Dubna: JINR, 2003. P. 223 and 224.
12. *Astabatyan R. A. et al.* // Scientific report FLNR 2001–2002 / Ed. Popeko A. G. Dubna: JINR, 2003. P. 212; Scientific report FLNR 2003–2004 / Ed. Popeko A. G. Dubna: JINR, 2005.
13. *Skobelev N. K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2005. V. 227. P. 471.
14. <http://dnr080.jinr.ru/lise/>
15. *Музыка Ю. А., Пустыльник Б. И.* // Труды Междунар. школы-семинара по физике тяжелых ионов (Алушта, 1983). Дубна: ОИЯИ, 1983. С. 420.
16. *Пенионжквич Ю. Э. и др.* // ЯФ. 2002. Т. 65, № 9. С. 1603.
17. *Zagrebaev V. I.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061601(R); Progr. Theor. Phys. Suppl. 2004. V. 154. P. 122.
18. <http://nrv.jinr.ru/nrv/>

Получено 13 июля 2005 г.

Редактор *Е. В. Калининкова*

Подписано в печать 28.07.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,93. Уч.-изд. л. 1,32. Тираж 320 экз. Заказ № 54980.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)