

P7-2006-14

А. А. Кулько, Н. А. Демехина, Р. Капакчиева,
Ю. А. Музыка, Ю. Э. Пенионжквич, Д. Н. Рассадов,
Н. К. Скобелев, Д. А. Тестов

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ
ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ И РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ^4He С ЯДРАМИ ^{197}Au

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Кулько А. А. и др.

P7-2006-14

Функции возбуждения реакций полного слияния
и реакций передачи при взаимодействии ^4He с ядрами ^{197}Au

Измерены функции возбуждения реакций слияния с испарением нейтронов $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, xn)^{201-xn}\text{Tl}$ ($0 \leq x \leq 3$) при взаимодействии α -частиц с ядрами золота в диапазоне энергий 14–36 МэВ. Для регистрации и выделения продуктов реакций использовался метод наведенной активности. Экспериментальные данные для реакций слияния с последующим испарением от одного до трех нейтронов согласуются с результатами опубликованных работ. Для реакции радиационного захвата $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, \gamma)^{201}\text{Tl}$ верхняя граница сечения оказалась существенно ниже. Функции возбуждения измеренных реакций сравниваются с расчетами статистической модели и результатами ранее проведенного на пучке ^6He эксперимента.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Kulko A. A. et al.

P7-2006-14

Excitation Functions for Complete Fusion and Transfer Reactions
in the Interaction of ^4He Nuclei with ^{197}Au

Excitation functions have been measured for the fusion reaction $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, xn)^{201-xn}\text{Tl}$ with the evaporation of x neutrons ($0 \leq x \leq 3$) in the energy range 14–36 MeV. The induced-activation method was used for registration and identification of the reaction products. The experimental cross sections for the (1–3)-neutron evaporation residues are in good agreement with the results known from literature. For the radiation capture reaction $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, \gamma)^{201}\text{Tl}$, the upper limit was obtained to be essentially lower. The excitation functions for the measured reactions are compared with calculations in the framework of the statistical model as well as with formerly measured similar data with a ^6He beam.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большой интерес проявляется к исследованию ядерных реакций с использованием пучков радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. Структура этих нейтронно-избыточных ядер, а также влияние валентных нейтронов на выходы различных каналов реакций при энергиях вблизи кулоновского барьера является основным предметом экспериментальных исследований. Представление о существовании в ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ «кора» в виде ядра ${}^4\text{He}$, окруженного двумя или четырьмя валентными нейтронами, позволило объяснить ряд экспериментально обнаруженных особенностей взаимодействия этих ядер: усиление подбарьерного слияния, большое сечение реакций передачи, узкое импульсное распределение продуктов развала этих ядер и др. Из сравнения характеристик ядерных реакций на пучках ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ можно сделать выводы об особенностях взаимодействия ядер с нейтронной «шубой». Естественно, что особенности поведения функций возбуждения различных каналов взаимодействия наиболее отчетливо проявляются при энергиях бомбардирующих частиц вблизи кулоновского барьера. Ожидается, что свойства таких слабосвязанных ядер, как ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, должны сильнее влиять на сечения реакций полного слияния и передачи нейтронов в подбарьерной области энергий.

Исследованию реакций на пучках ${}^4\text{He}$ посвящено большое количество работ, в которых измерялись функции возбуждения реакций полного слияния ${}^4\text{He}$ с ядрами ${}^{197}\text{Au}$ с последующим испарением x нейтронов ($0 \leq x \leq 8$) [1–7]. В целом функции возбуждения реакций с испусканием нейтронов из составного ядра удовлетворительно согласуются с расчетами по статистической модели. Однако результаты, полученные в околобарьерной области энергий, имеют противоречивый характер. Особенно велик разброс экспериментальных данных для канала радиационного захвата α -частиц, ${}^{197}\text{Au}({}^4\text{He}, \gamma){}^{201}\text{Tl}$. Авторы работы [6] получили сечение для этой реакции в максимуме функции возбуждения около 10 мб и сделали выводы об особом механизме реакции радиационного захвата ${}^4\text{He}$. С другой стороны, в работе [7], выполненной с более высокой чувствительностью, при энергии α -частиц вблизи кулоновского барьера для выхода реакции ${}^{197}\text{Au}({}^4\text{He}, \gamma){}^{201}\text{Tl}$ была получена только верхняя граница сечения, которая составила величину $\sim 0,1$ мб. С учетом того, что при исследовании реакции ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, 2n){}^{201}\text{Tl}$ наблюдалось увеличение сечения в подбарьерной области, данные по радиационному

захвату ${}^4\text{He}$ представляют интерес для понимания механизма взаимодействия ядер ${}^6\text{He}$ с ${}^{197}\text{Au}$. В связи с этим нами были проведены измерения функций возбуждения реакций ${}^{197}\text{Au}({}^4\text{He}, xn){}^{201-xn}\text{Tl}$ ($0 \leq x \leq 3$). Для получения более точных результатов эксперименты были выполнены с использованием интенсивного пучка α -частиц ($\sim 10^{12}$ част./с) и высокочувствительной регистрирующей аппаратуры.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент проводился на выведенном пучке циклотрона У-200 (ЛЯР ОИЯИ). Энергия α -частиц составляла 36 МэВ. В качестве мишени использовалась стопка из 11 золотых фольг одинаковой толщины (13,5 мкм каждая). Значения энергетических потерь для α -частиц по мере прохождения стопки и среднее значение энергии в каждой фольге были рассчитаны с помощью программы LISE [8], использующей известные данные по энергетическим потерям в средах [9]. Золотые фольги облучались при средней интенсивности пучка α -частиц 0,5 $\mu\text{мкА}$ в течение 5 ч. Идентификация радиоактивных продуктов взаимодействия проводилась по характерным линиям γ -переходов, а также периодам полураспада изотопов Тl (для реакции полного слияния и испарения) и изотопов Au (для реакций передачи). В таблице приведены значения энергий и интенсивности γ -переходов, а также периоды полураспада изотопов Тl и Au, использовавшиеся для идентификации и определения выходов продуктов реакций.

После окончания облучения были проведены измерения наведенной активности в каждой из облученных фольг. Для измерений использовались два HPGe-детектора с энергетическим разрешением $\sim 1,2$ кэВ и эффективностью регистрации 0,024 для $E_\gamma = 1332$ кэВ. На рис. 1 представлен характерный γ -спектр, полученный при измерении наведенной активности в одной из фольг мишени.

Расчет сечений образования продуктов ядерных реакций проводился по формуле

$$\sigma = \frac{S\lambda}{IN_{\text{ат}}\varepsilon I_\gamma(1 - e^{-\lambda t_1})e^{-\lambda t_2}(1 - e^{-\lambda t_3})},$$

где S — площадь под пиком, представляющая полное число γ -квантов от распада радиоактивного продукта реакции; λ — постоянная радиоактивного распада; I — интенсивность падающего потока α -частиц (част./с); $N_{\text{ат}}$ — число атомов мишени (ат./см²); ε — эффективность регистрации γ -квантов; I_γ — интенсивность измеряемого γ -перехода (%); t_1 — время облучения образца; t_2 — время, прошедшее с конца облучения образца до начала измерения; t_3 — время измерения образца.

Характеристики образующихся изотопов

| Тип реакции | Ядро-остаток | $T_{1/2}$ | E_{γ} , кэВ | I_{γ} , % |
|--|--|------------------------|---|--------------------------------------|
| $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, \gamma)$ | ^{201}Tl | 72,91 ч | 135,34 167,43 | 2,565 10 |
| $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, n)$ | ^{200}Tl | 26,10 ч | 367,9 579,3 1205,72 | 87 13,8 29,9 |
| $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, 2n)$ | ^{199}Tl | 7,42 ч | 158,38 208,2 247,26 455,46 | 4,96 12,3 9,3 12,4 |
| $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, 3n)$ | ^{198g}Tl ^{198m}Tl | 5,3 ч 1,87 ч | 675,9 587,2 | 11 52 |
| $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, \alpha n)$ | ^{196g}Au ^{196m}Au | 6,183 сут 9,6 ч | 332,983 355,684 426,0 147,81 168,37 188,27 | 22,9 87 7 43 7,6 37,4 |
| $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, 2pn)$ | ^{198g}Au ^{198m}Au | 2,69 сут 2,27 сут | 411,8 180,31 204,10 214,84 | 96 50 40,8 77 |

На рис. 2 и 3 приведены функции возбуждения реакций полного слияния с образованием составного ядра ^{201}Tl и последующим испарением x нейтронов. В исследуемом диапазоне энергий падающих α -частиц число вылетевших нейтронов менялось от нуля до трех. На тех же рисунках приводятся результаты измерений сечений образования изотопов $^{201,200,199,198}\text{Tl}$, полученные ранее в других работах. Необходимо отметить, что результаты ранее проведенных измерений [1–7] хорошо согласуются между собой, поэтому на рис. 2 показаны выборочно только данные из работ [1] и [2].

Из рис. 2 видно, что полученные в настоящей работе данные по сечениям образования продуктов реакций испарения одного, двух и трех нейтронов находятся в хорошем согласии с ранее опубликованными результатами.

На рис. 3 представлены полученные нами результаты измерений сечения реакции радиационного захвата $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, \gamma)^{201}\text{Tl}$ и экспериментальные данные ранее опубликованных работ [6, 7].

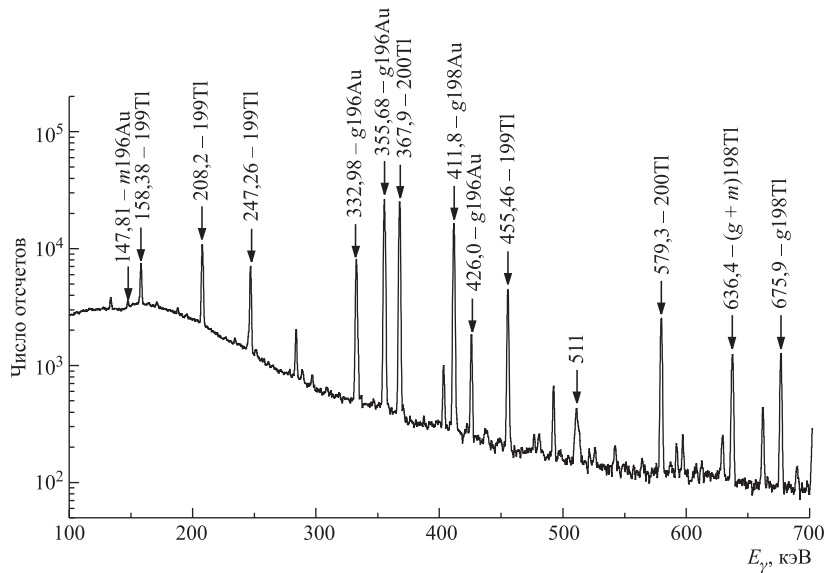


Рис. 1. γ -спектр, полученный при облучении α -частицами золотой фольги, измеренный через 180 ч после облучения, время измерения 5 ч

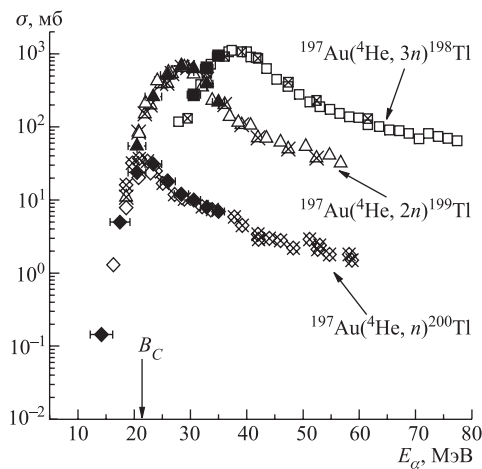
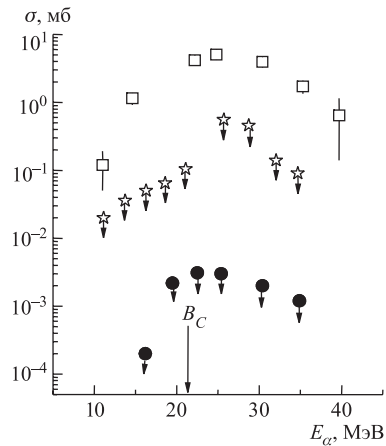


Рис. 2. Функции возбуждения реакций $^{197}\text{Au} + ^4\text{He} \rightarrow ^{201-x}\text{Tl}$ ($1 \leq x \leq 3$). \blacklozenge — $1n$, \blacktriangle — $2n$, \blacksquare — $3n$ — данные настоящей работы; \diamond — $1n$, \triangle — $2n$, \square — $3n$ — данные [1]; \otimes — $1n$, \otimes — $2n$, \boxtimes — $3n$ — данные [2]; B_C — кулоновский барьер

Рис. 3. Реакция $^{197}\text{Au}(^4\text{He},\gamma)^{201}\text{Tl}$ (● — данные настоящей работы, ■ — [6] и ☆ — [7])



Как видно, верхняя граница сечения образования ^{201}Tl , полученная в настоящей работе, оказалась значительно ниже (более чем на порядок) ранее опубликованных экспериментальных данных [6, 7].

На рис. 4 и 5 приведены сечения реакций срыва и подхвата одного нейтрона на ядре ^{197}Au , приводящих к образованию изотопов ^{198}Au и ^{196}Au соответственно. Как видно, результаты настоящей работы при энергиях выше кулоновского барьера удовлетворительно согласуются с данными [1, 5, 7].

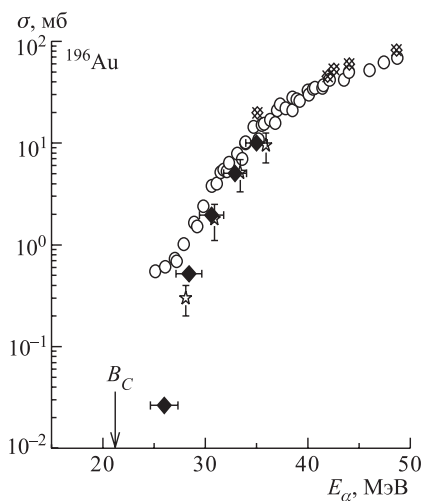


Рис. 4. Функция возбуждения реакции образования ^{196}Au (◆ — данные настоящей работы; ○ — [1]; ⊗ — [5]; ☆ — [7])

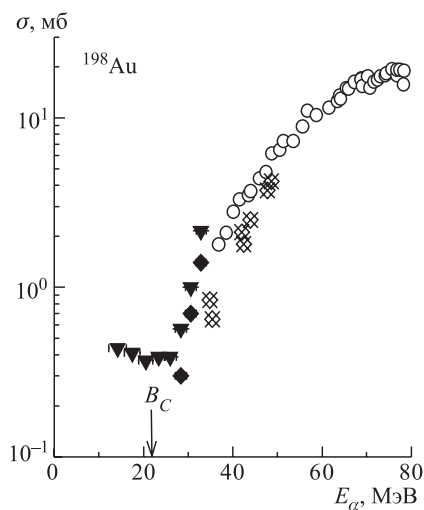


Рис. 5. Функция возбуждения реакции образования ^{198}Au (▼ — данные настоящей работы; ◆ — те же данные с учетом нейтронного фона, ○ — [1]; ⊗ — [5])

Однако при энергиях ниже кулоновского барьера сечение реакции передачи одного нейтрона ^{197}Au оказалось практически не зависящим от энергии и приблизительно равным 0,5 мб. Такое поведение сечения скорее всего можно объяснить следствием вклада в образование ^{198}Au реакций захвата фоновых нейтронов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отсутствие событий в канале радиационного захвата α -частиц ядром ^{197}Au легко понять, если учесть, что энергия возбуждения компаунд-ядра при энергии кулоновского барьера составляет 19 МэВ и конкурирующий канал испарения одного нейтрона с пороговым значением 8,2 МэВ (энергия связи нейтрона в ядре ^{201}Tl) на интервале 2–3 МэВ становится доминирующим, полностью подавляя канал радиационного захвата.

Анализ функций возбуждения реакций испарения 1–3 нейтронов показывает, что с увеличением энергии ^4He экспериментальные данные отклоняются от расчетов по статистической модели, что объясняется вкладом неравновесных процессов, сопровождающихся вылетом нейтронов до установления статистического равновесия. Указанный эффект приводит к существенному затягиванию «хвостов» функций возбуждения в область больших энергий. Так, максимум функции возбуждения канала испускания трех нейтронов (~ 1 б) соответствует энергии ^4He около 35 МэВ, а «хвост» функции возбуждения простирается до энергии ≥ 80 МэВ, и сечение образования изотопа ^{198}Tl при этом составляет более 100 мб. Эти результаты интересно сравнить с ранее измеренными нами данными реакций слияния ядер ^6He на мишени ^{197}Au [10].

На рис. 6 представлены зависимости сечений реакций слияния ядер золота с ^4He и ^6He и последующим испарением двух, трех и четырех нейтронов от энергии возбуждения составного ядра. Видно, что значения сечений в максимумах функций возбуждения $3n$ и $4n$ испарительных каналов приблизительно совпадают. Однако вклад неравновесных процессов в реакции с ^6He при больших энергиях существенно меньше, чем в случае реакций с ^4He . Это может быть связано, в частности, с различием в энергетических характеристиках двух реакций ($Q_{gg} = +12,2$ МэВ в реакции с ^6He и $Q_{gg} = -1,5$ МэВ в реакции с ^4He), а также со свойствами слабосвязанного ядра ^6He , передающего свою энергию целиком всему ядру-мишени, а не отдельным нуклонам.

На рис. 6 также представлены расчеты сечений $2n$ – $4n$ испарительных каналов по статистической модели с использованием кода ALICE-MP [11]. Из этих расчетов видно, что сечение реакций слияния ядер ^6He с золотом вблизи кулоновского барьера должно быть существенно меньше по сравнению с ^4He , что связано с различием в значениях Q -реакции. Однако как показывают экспериментальные данные [10], при околосбарьерных значениях

энергий ${}^6\text{He}$ реакция слияния с ядрами золота, сопровождающаяся испусканием двух нейтронов, протекает с большой вероятностью, что свидетельствует о существовании механизма подбарьерного усиления реакций слияния с нейтронно-избыточным ядром ${}^6\text{He}$.

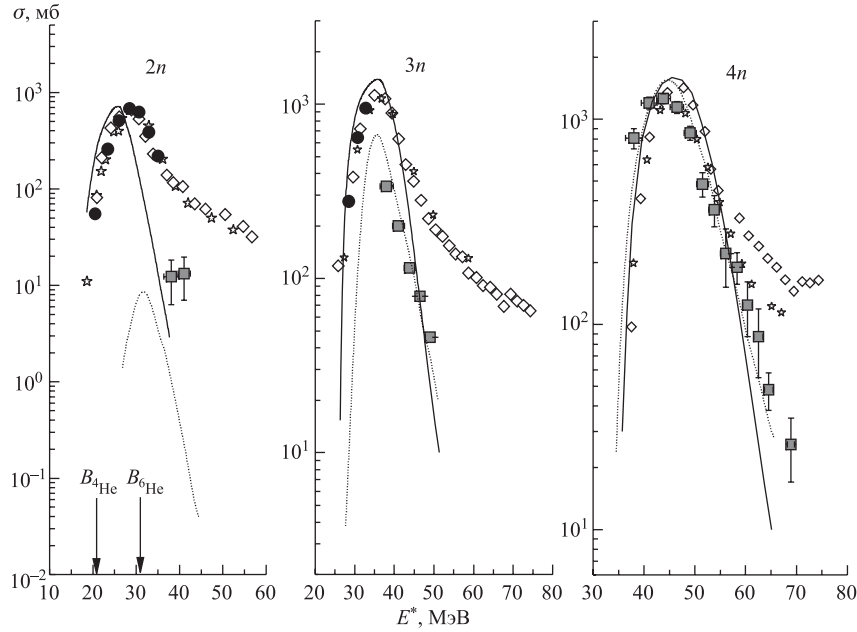


Рис. 6. Функции возбуждения реакций ${}^{197}\text{Au}({}^{4,6}\text{He}, xn)$ ($2 \leq x \leq 4$) в зависимости от энергии возбуждения составного ядра. ● — данные настоящей работы, ■ — ${}^6\text{He}$ [10], ◇ — [1], ☆ — [2], $B_{4\text{He}}$ и $B_{6\text{He}}$ — кулоновские барьеры. Сплошные и пунктирные линии — расчеты по статистической модели, код ALICE-MP [11], для реакций с ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ соответственно

На рис. 7 представлены функции возбуждения реакций передачи и срыва нейтрона при взаимодействии с ядрами ${}^4\text{He}$ (сплошные символы) и ядрами ${}^6\text{He}$ (открытые символы) [10]. Данные по сечениям образования изотопа ${}^{198}\text{Au}$ приведены с учетом вклада от захвата фоновых нейтронов. Для ${}^4\text{He}$ на рисунке также представлены данные работы [1].

Как видно, сечение передачи одного нейтрона в реакциях, вызванных ${}^6\text{He}$, в отличие от реакций с ${}^4\text{He}$ имеет необычный вид. При уменьшении энергии ${}^6\text{He}$ в околобарьерной области наблюдается рост сечения образования ${}^{198}\text{Au}$ до значения ~ 1 б. Это свидетельствует о различии в механизме

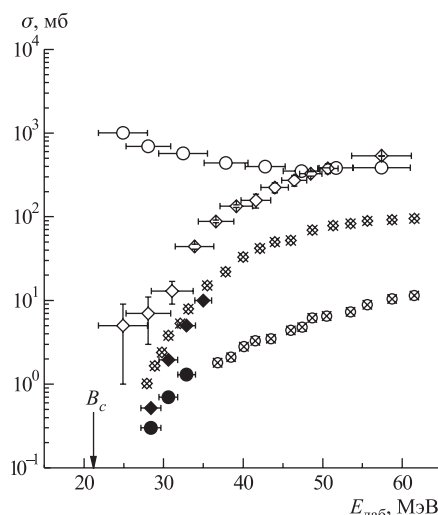


Рис. 7. Функции возбуждения реакций $^{197}\text{Au} + {}^{4,6}\text{He}$ с образованием ^{196}Au и ^{198}Au .
 ● — ^{198}Au , ◆ — ^{196}Au — данные настоящей работы, ⊗ — ^{198}Au [1], ⊕ — ^{196}Au [1], ○ — ^{198}Au , ◇ — ^{196}Au [10]

образования ^{198}Au , очевидно, обусловленном наличием валентных нейтронов в ядре ${}^6\text{He}$. При этом могут иметь место два процесса: прямая передача одного или двух нейтронов от ${}^6\text{He}$ ядру ^{197}Au или развал ${}^6\text{He}$ с последующим захватом нейтронов.

Необходимо отметить, что в случае передачи или захвата ядром ^{197}Au двух нейтронов образующееся ядро ^{199}Au получает энергию возбуждения, достаточную для испарения одного или двух нейтронов.

Реакции срыва одного нейтрона для ядра ^{197}Au в реакциях с ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ идут со сравнительно близкими значениями сечений, и функции возбуждения во всем интервале энергий ведут себя сходным образом. Это явно свидетельствует о том, что в механизме обеих реакций много общего.

В заключение авторы выражают благодарность С. Н. Дмитриеву за поддержку настоящей работы и Г. Я. Стародубу за помощь при проведении экспериментов. Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17372).

ЛИТЕРАТУРА

1. Lanzaframe F. M., Blann M. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 142. P. 545.
2. Kurz H. E. et al. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 168. P. 129.

3. *Bhardwaj H. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 242. P. 286.
4. *Singh N. L. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1988. V. 14. P. 931.
5. *Chakravarty N. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1998. V. 24. P. 151.
6. *Capurro O. A. et al.* // J. Radioanalyt. Nucl. Chem. Lett. 1985. V. 128. P. 403.
7. *Necheva C., Kolev D.* // Appl. Radiat. Isot. 1998. V. 48, No. 6. P. 807.
8. <http://dnr080.jinr.ru/lise/>
9. *Hubert F. et al.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1990. V. 46. P. 1.
10. *Пенионжкевич Ю. Э. и др.* Препринт ОИЯИ Р7-2005-106. Дубна, 2005.
11. *Музыка Ю. А., Пустыльник Б. И.* // Тр. междунар. школы-семинара по физике тяжелых ионов (Алушта, 1983). Дубна: ОИЯИ, 1983. С. 240.

Получено 2 февраля 2006 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 28.03.2006.

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

Усл. печ. л. 0,68. Уч.-изд. л. 0,96. Тираж 300 экз. Заказ № 55280.

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

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/