

## ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ СЛАБОСВЯЗАННЫХ ЯДЕР НА ПРОТЕКАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

© 2019 г. Н. К. Скобелев\*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

Обобщены результаты экспериментов по изучению реакций слияния и передачи на пучках слабосвязанных ( $^3\text{He}$ ) и кластерных ( $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ) ядер, а также ядер с гало-структурой ( $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$ ) с ядрами легких и тяжелых элементов. Выявлены особенности поведения сечений образования испарительных ядер-остатков и продуктов реакций передачи при энергии вблизи барьера. Поведение сечений реакций передачи нуклонов и кластеров приводит к различному заселению одночастичных и коллективных состояний в мишенеподобных ядрах. В работе рассмотрено влияние различных каналов ядерных реакций с легкими ядрами на заселение изомерных состояний  $^{195m}\text{Hg}$  и  $^{197m}\text{Hg}(13/2^+)$ ,  $^{198m}\text{Tl}$  и  $^{196m}\text{Tl}(7^+)$ ,  $^{196m}\text{Au}$  и  $^{198m}\text{Au}(12^-)$ . Дано объяснение изменения значений изомерных отношений ( $\sigma_m/\sigma_g$ ) для продуктов реакций, образовавшихся в реакциях слияния с испарением частиц и в реакциях передачи нуклонов и кластеров.

DOI: 10.1134/S0044002719040184

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования реакций с участием легких атомных ядер, начавшиеся на заре ядерной физики, до сих пор представляют особый интерес. В реакциях с легкими ядрами наиболее ярко проявляется кластерная структура ядер-снарядов и оболочечная структура образующихся ядер. В легких ядрах с большим отношением  $N/Z$  обнаружен нейтронный поверхностный слабосвязанный слой ( $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  и др.) [1]. При этом плотность распределения периферийных нейтронов существенно меньше плотности распределения нейтронов внутри кора. Нейтронное облако, окружающее кор, простирается на значительно большие расстояния, чем радиус ядра, определяемый соотношением  $R = r_0 A^{1/3}$ . Основные условия, которые необходимы, чтобы ожидать в легких ядрах проявления ядерного гало — малые энергии отделения нейтрона  $B_n$  (протона  $B_p$ ) или двух нейтронов  $B_{2n}$  (двух протонов  $B_{2p}$ ) и большие значения радиусов ядер по сравнению с соседними ядрами. Целый ряд экспериментальных фактов подтверждает, что нуклоны, формирующие ядерное гало, слабо влияют на кор ядра.

Ядра  $\text{Li}$  и  $\text{Be}$  с  $N \approx Z$  имеют ярко выраженную кластерную структуру. Эта структура четко проявляется в виде кластеров  $\alpha + d$  и  $\alpha + t$  в ядрах  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$ , а также как  $\alpha + \alpha$  в случае несвязанного ядра

$^8\text{Be}$ . Кластерная структура атомных ядер проявляется в различных ядерных реакциях [2, 3].

Исследование ядерных реакций с легкими ядрами крайне важно для астрофизики, когда рассматриваются проблемы нуклеосинтеза. Для этого необходимо знать значения сечений слияния взаимодействующих ядер и сечений передачи отдельных нуклонов, что позволяет точнее представить сценарий образования новых более тяжелых ядер.

В настоящей работе проведен анализ полученных ранее в экспериментах сечений реакций слияния и реакций передачи на пучках легких слабосвязанных ядер ( $^3\text{He}$ ), стабильных кластерных ядер ( $^6\text{Li}$ ), а также на пучках экзотических радиоактивных ядер с гало-структурой ( $^6\text{He}$  и др.) при энергии бомбардирующих частиц вблизи кулоновского барьера.

Целью настоящей работы является изучение влияния структуры ядер-снарядов на механизмы реакций слияния и передачи при взаимодействии с легкими и тяжелыми ядрами мишеней и на возбуждение образовавшихся ядер, приводящее к заселению в них высокоспиновых и изомерных состояний.

### 2. РЕАКЦИИ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

В ядерных реакциях на относительно легких ядрах в качестве ядра-мишени было выбрано практически сферическое ядро скандия-45. Ряд нуклидов в этой области масс можно получать в ядерных реакциях в основном и изомерном состояниях. С

\*E-mail: skobelev@jinr.ru

точки зрения изучения и заселения возбужденных состояний  $^{44}\text{Sc}$  является интересным ядром вблизи оболочек  $Z = 20$ ,  $N = 20$  и  $28$ , имеющим изомерное состояние. Периоды полураспада и интенсивности  $\gamma$ -переходов в ядрах  $^{44m}\text{Sc}(6^+)$  в  $^{44g}\text{Sc}(2^+)$  удобны для измерений.

В [4, 5] были измерены функции возбуждения  $^{44}\text{Sc}$  при образовании его в основном и изомерном состояниях в реакциях на пучках дейтронов [4] и  $\alpha$ -частиц [5]. В реакциях с дейтронами  $^{45}\text{Sc}(d, t)^{44}\text{Sc}$  для этого изотопа получено изомерное отношение (ИО)  $\sigma_m/\sigma_g$ , меньшее единицы. ИО для  $^{44}\text{Sc}$ , полученного в реакциях слияния на пучках протонов и  $\alpha$ -частиц [5, 6], имеют более высокие значения ( $\sim 1.5-2$ ), чем в реакциях  $(\gamma, p)$  и  $(d, \alpha)$ .

На рис. 1 представлены функции возбуждения изотопов Sc в реакции  $^{45}\text{Sc} + ^3\text{He}$  в зависимости от энергии бомбардирующих частиц  $^3\text{He}$  [7, 8]. Опираясь на экспериментальные данные по функциям возбуждения с образованием изотопов  $^{43}\text{Sc}$ ,  $^{44(g+m)}\text{Sc}$  и  $^{46}\text{Sc}$ , было показано, что реакция  $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, \alpha)^{44}\text{Sc}$  приводила к образованию  $^{44g}\text{Sc}$  и  $^{44m}\text{Sc}$ , а  $^{46}\text{Sc}$  образовывался в реакции  $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, 2p)^{46}\text{Sc}$ . Обе эти реакции за счет положительного значения  $Q$  хорошо проявляются при энергии  $^3\text{He}$  ниже кулоновского барьера. В случае передачи нейтрона ядру мишени функция возбуждения для  $^{46}\text{Sc}$  (с малым  $Q_{gg} \sim 1.6$  МэВ) имеет поведение, характерное для реакций передачи одного нейтрона на сильносвязанных стабильных ядрах. Несколько необычно ведет себя функция возбуждения, когда образуется  $^{44}\text{Sc}$  в реакции подхвата ( $^3\text{He}, \alpha$ ). Несмотря на большое положительное  $Q$  (+9.254 МэВ) для этой реакции наблюдается четкий максимум функции возбуждения вблизи кулоновского барьера. Конкуренция с каналом ( $^3\text{He}, \alpha n$ ), приводящая к образованию  $^{43}\text{Sc}$ , проявляется при энергии выше кулоновского барьера.

На рис. 2а представлены функции возбуждения для канала реакции  $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, \alpha)^{44}\text{Sc}$  с образованием  $^{44}\text{Sc}$  в основном  $^{44g}\text{Sc}(J = 2^+)$  и изомерном  $^{44m}\text{Sc}(J = 6^+)$  состояниях.

На рис. 2б приведена зависимость ИО от энергии бомбардирующих частиц  $^3\text{He}$  [7, 8]. Рост ИО в области энергий при приближении к кулоновскому барьеру указывает на то, что с ростом энергии  $^3\text{He}$  высоколежащее состояние заселяется с большей вероятностью. При энергии выше кулоновского барьера ИО для  $^{44}\text{Sc}$  выполаживается, что связано с необычным заселением основного и возбужденных одночастичных состояний  $^{44}\text{Sc}$  в этой реакции [9].

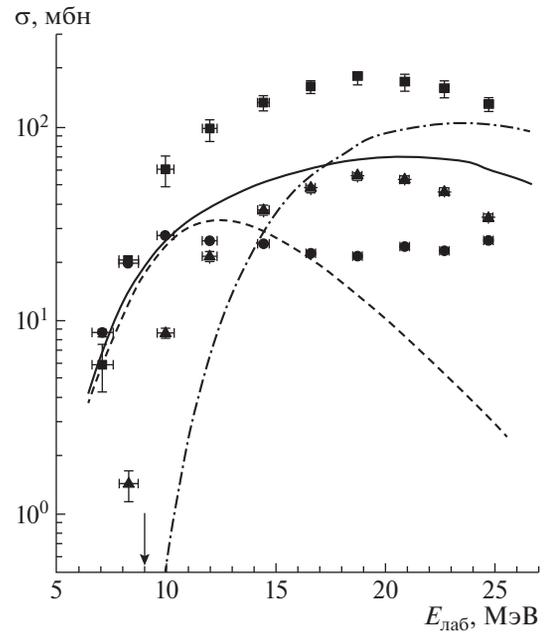


Рис. 1. Функции возбуждения продуктов реакций:  $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, 2p)^{46}\text{Sc}$  (■),  $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, \alpha n)^{43}\text{Sc}$  (▲) и  $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, \alpha)^{44}\text{Sc}$  (●). Кривые: расчеты функции возбуждения для этих же реакций по коду ALICE-MP для нуклидов:  $^{46}\text{Sc}$  (сплошная),  $^{43}\text{Sc}$  (штрихпунктирная),  $^{44}\text{Sc}$  (штриховая).

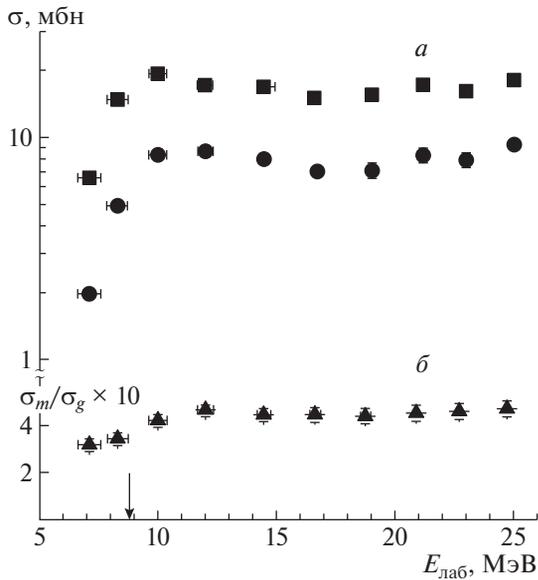
Таким образом, из анализа экспериментальных результатов по образованию изомера  $^{44}\text{Sc}$  в различных реакциях можно заключить, что для  $^{44}\text{Sc}$  значения ИО и его поведение от энергии бомбардирующих частиц сильно зависят от механизмов ядерных реакций (реакции, протекающие через образование составного ядра или прямые реакции передачи).

### 3. РЕАКЦИИ НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

#### 3.1. Реакции слияния

Перейдем к рассмотрению образования атомных ядер в основном и изомерном состояниях вблизи оболочек  $Z = 82$  и  $N = 126$ . В качестве ядер-мишеней были выбраны изотопы золота и платины. В случае реакций с тяжелыми ядрами на пучках слабосвязанных ядер, например, для реакции  $^{197}\text{Au} + ^3\text{He}$ , образовавшееся при слиянии составное ядро имеет большое положительное  $Q$ , равное 10.84 МэВ.

Изотоп  $^{198}\text{Tl}$  был получен в реакции  $^{197}\text{Au}(^3\text{He}, 2n)^{198}\text{Tl}$  в основном ( $2^-$ ) и изомерном ( $7^+$ ) состояниях [10–12]. ИО для этого изотопа (рис. 3) по значению мало отличается от ИО, полученного в реакции при бомбардировке золота  $\alpha$ -частицами [13].

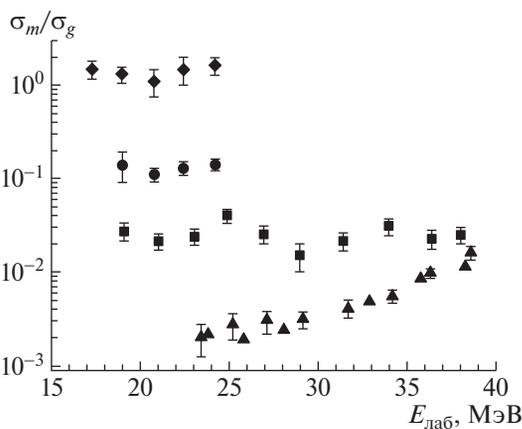


**Рис. 2.** Функции возбуждения (а) продуктов реакции  $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, \alpha)^{44}\text{Sc}$  и ИО (б) для  $^{44}\text{Sc}$  как функции энергии  $^3\text{He}$ . Точки:  $\blacksquare$  —  $^{44g}\text{Sc}$  ( $2^+$ ),  $\bullet$  —  $^{44m}\text{Sc}$  ( $6^+$ ),  $\blacktriangle$  —  $\sigma_m/\sigma_g$ . Вертикальная стрелка — энергия кулоновского барьера.

Реакции слияния были изучены на радиоактивном пучке  $^6\text{He}$ , полученном на ускорительном комплексе ОИЯИ DRIBs. В реакции  $^{197}\text{Au}(^6\text{He}, xn)^{203-xn}\text{Tl}$  были измерены сечения реакций слияния с образованием изотопов от  $^{201}\text{Tl}$  до  $^{196}\text{Tl}$ .

При энергии выше кулоновского барьера функции возбуждения реакций с испарением от четырех до семи нейтронов достаточно хорошо совпадают с расчетными по программе ALICE-MP с одномерным барьером взаимодействия ядер.

В эксперименте были измерены функции воз-



**Рис. 3.** Зависимость ИО в реакции  $^{197}\text{Au} + ^3\text{He}$  от энергии  $^3\text{He}$  для нуклидов:  $^{197}\text{Hg}$  ( $\bullet$ ),  $^{198}\text{Tl}$  ( $\blacklozenge$ ),  $^{196}\text{Au}$  ( $\blacksquare$ ) [13] и  $^{198}\text{Au}$  ( $\blacktriangle$ ) [13].

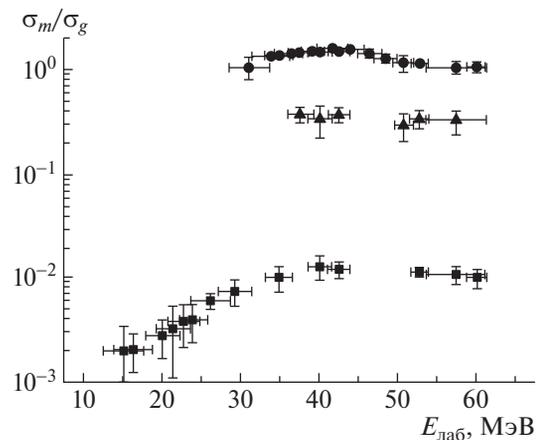
буждения для образования  $^{198}\text{Tl}$  в реакциях слияния  $^{197}\text{Au}(^6\text{He}, 5n)^{198}\text{Tl}$  [14]. Значение ИО несколько менялось с ростом энергии бомбардирующих частиц, достигая максимального значения при энергии в районе 45 МэВ, в целом оставаясь больше единицы во всем интервале исследуемой энергии (рис. 4). Для  $^{196}\text{Tl}$ , образовавшегося в результате слияния  $^6\text{He}$  с  $^{197}\text{Au}$  и последующего испарения семи нейтронов, ИО было измерено при двух значениях энергии и имело близкие значения к ИО для  $^{198}\text{Tl}$ .

Из полученных нами данных по ИО для ядер  $^{198}\text{Tl}$  и  $^{196}\text{Tl}$ , образовавшихся в результате слияния  $^6\text{He}$  с  $^{197}\text{Au}$ , можно сделать вывод, что в этих реакциях не наблюдается существенного различия в заселении изомерных состояний по сравнению с реакциями на  $^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частицах, несмотря на большую энергию возбуждения образовавшегося составного ядра [12].

При повышении энергии бомбардирующих частиц  $^6\text{He}$  также наблюдалось заселение основного и изомерного состояний в ядре  $^{195}\text{Hg}$  (рис. 5), которое синтезировано в реакции  $^{197}\text{Au}(^6\text{He}, p7n)^{195}\text{Hg}$  [13]. ИО для  $^{195}\text{Hg}$  также имеет относительно большое значение, характерное для реакций слияния–испарения.

### 3.2. Реакции передачи нуклонов и кластеров

Впервые реакции передачи наблюдались и были детально изучены в реакциях на пучках ядер дейтронов, имеющих малую энергию связи нуклонов. Было показано, что передача нейтрона в реакциях  $A(d, p)A + 1$  предпочтительна для комбинации ядер с высоким значением  $Q$ -реакции. С получением радиоактивных пучков ядер с гало-структурой



**Рис. 4.** Зависимость изомерных отношений в реакции  $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$  от энергии  $^6\text{He}$  для нуклидов  $^{198}\text{Tl}$  ( $\bullet$ ),  $^{198}\text{Au}$  ( $\blacksquare$ ) и  $^{196}\text{Au}$  ( $\blacktriangle$ ).

и других слабосвязанных ядер было продолжено изучение реакций передачи нуклонов и кластеров, включая реакции срыва и подхвата.

В ядерных реакциях с легкими ядрами нуклоны, объединенные в виртуальные кластеры, образуют подструктуры в определенных состояниях ядер [2, 3]. Эти подструктуры участвуют в реакциях, приводя к их испусканию при развале ядра или захвату другим ядром.

Перейдем к анализу реакций передачи с легкими слабосвязанными ядрами на тяжелых ядрах мишени. При энергии  ${}^3\text{He}$ , близкой к кулоновскому барьеру, были измерены функции возбуждения реакции  ${}^{197}\text{Au}({}^3\text{He}, t){}^{197}\text{Hg}$  с образованием  ${}^{197}\text{Hg}$  в основном и изомерном состояниях. В работах [10, 12] приведены функции возбуждения и изомерные отношения в зависимости от энергии  ${}^3\text{He}$ . Значения ИО для  ${}^{197}\text{Hg}$  (рис. 3) представляют слабо меняющуюся функцию (0.11–0.14).

На рис. 6 приведены функции возбуждения для образования изотопов золота  ${}^{194}\text{Au}$ ,  ${}^{196}\text{Au}$  и  ${}^{198}\text{Au}$  [14, 15], полученные в реакции  ${}^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  на ускорительном комплексе DRIBs [16]. В этой реакции с большим сечением идет передача нейтрона с ядра  ${}^6\text{He}$  ядру мишени, достигая на кулоновском барьере максимального значения  $\sim 1.2$  бн. Передача двух нейтронов ядру мишени с образованием  ${}^{199}\text{Au}$  в основном или изомерном состояниях нами не наблюдалась.

Реакции передачи одного нуклона (как срыва, так и подхвата) в реакции  ${}^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  исследовались в широком диапазоне энергий бомбардирующих частиц  ${}^6\text{He}$  [14, 15]. При более высокой энергии  ${}^6\text{He}$  наблюдался срыв трех нейтронов с ядра-мишени, хотя со значительно более низким сечением. Полученное значение ИО для  ${}^{196}\text{Au}$  (рис. 4) во всем измеренном диапазоне энергий слабо меняется с ростом энергии.

Измерение сечений образования  ${}^{198}\text{Au}$  в основном и изомерном состояниях в реакции  ${}^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  позволило для этого изотопа определить  $\sigma_m/\sigma_g$  (рис. 4). Видно, что заселение в  ${}^{198}\text{Au}$  изомерного состояния по сравнению с заселением основного состояния значительно менее вероятно. С ростом энергии налетающих частиц вероятность заселения более высоковозбужденных состояний естественно будет увеличиваться, а вместе с этим расти и ИО, оставаясь по значению меньше ИО, полученного для  ${}^{196}\text{Au}$ .

Малое значение ИО можно объяснить тем, что нейтрон, переданный легким ядром тяжелому ядру мишени Au, заселяет в нем низколежащие состояния, подобные состояниям ядра-снаряда [17, 18],

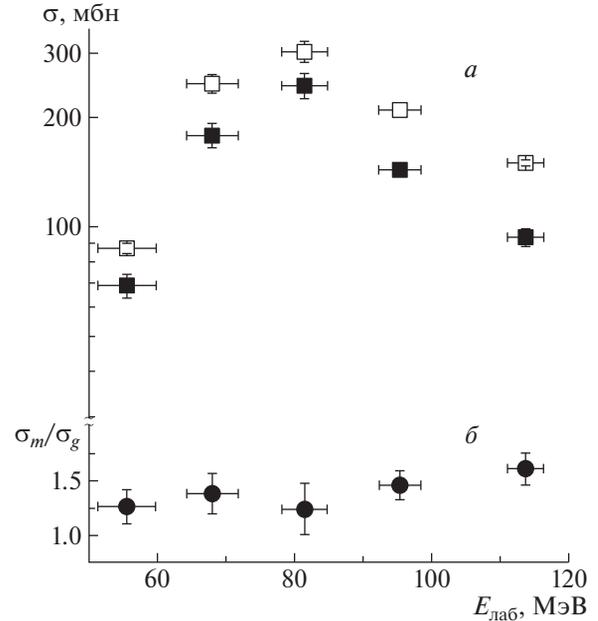


Рис. 5. Зависимость сечения образования изотопа  ${}^{195}\text{Hg}$  (а) и ИО для  ${}^{195}\text{Hg}$  (б) в реакции  ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$  от энергии  ${}^6\text{He}$ . Точки:  ${}^{195g}\text{Hg}(1/2^-)$  ( $\square$ ),  ${}^{195m}\text{Hg}(13/2^+)$  ( $\blacksquare$ ),  $\sigma_m/\sigma_g$  ( $\bullet$ ).

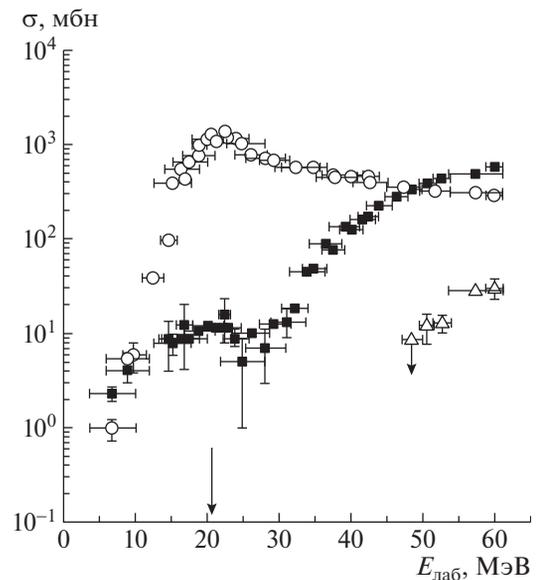


Рис. 6. Экспериментальные функции возбуждения в реакции  ${}^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  для изотопов Au:  ${}^{194}\text{Au}$  ( $\Delta$ ),  ${}^{196}\text{Au}$  ( $\blacksquare$ ) и  ${}^{198}\text{Au}$  ( $\circ$ ).

что не может сказаться на заселении высоколежащих изомерных состояний ( $12^-$ ) в образовавшемся ядре  ${}^{198}\text{Au}$ .

Следует отметить, что ИО для  ${}^{196}\text{Au}$  и  ${}^{198}\text{Au}$  [15], измеренные в реакции  ${}^{197}\text{Au} + {}^3\text{He}$  (рис. 3), имеют близкие значения и аналогичную зависимость от

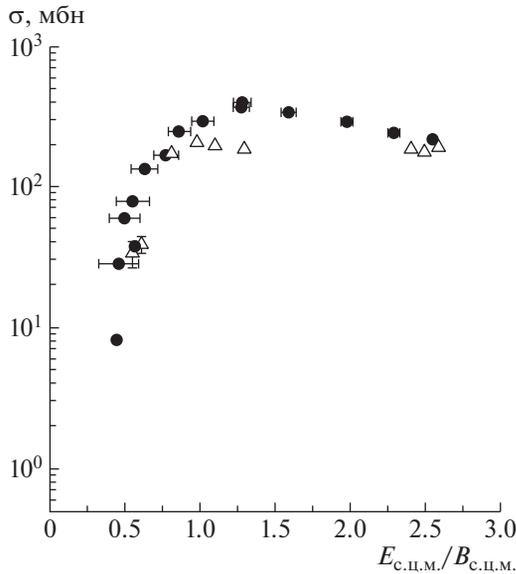


Рис. 7. Функция возбуждения для образования изотопа  $^{199}\text{Au}$  в реакции  $^{198}\text{Pt} + {}^6\text{Li}$ . Точки: ● — наши данные в реакции с  ${}^6\text{Li}$  [19],  $\Delta$  — литературные данные в реакции с дейтронами (см. [19] и ссылки в ней).

энергии с ИО, полученными для этих же ядер в реакции  $^{197}\text{Au} + {}^6\text{He}$  (рис. 4).

При изучении реакций на пучках  ${}^6\text{Li}$  с изотопами платины помимо реакций слияния нами были идентифицированы продукты реакций передачи нуклонов [19, 20]. Наиболее интересным оказалось поведение функций возбуждения реакций передачи в реакциях с  ${}^6\text{Li}$  с образованием изотопов золота. На рис. 7 представлена функция возбуждения ядра  $^{199}\text{Au}$  в реакции  $^{198}\text{Pt} + {}^6\text{Li}$ , имеющая максимум вблизи кулоновского барьера. Сравнимые по величине значения сечений образования изотопов  $^{199}\text{Au}$  в реакции взаимодействия изотопов платины с дейтронами и  ${}^6\text{Li}$  указывают, что в этих реакциях происходит неупругий развал  ${}^6\text{Li}$ , приводящий к захвату ядром-мишенью дейтрона из  ${}^6\text{Li}$ . Подобное поведение функций возбуждения для этой же реакции с такими же значениями сечений образования  $^{199}\text{Au}$  при захвате дейтрона из  ${}^6\text{Li}$  впоследствии наблюдалось в работе [21]. Реакции передачи нейтрона в этой же реакции имеют сечение на порядок ниже. Из сравнения сечений реакций с ядрами  ${}^6\text{Li}$  и дейтроном [20], приведенных на рис. 7, можно сделать вывод, что в ядерных реакциях вблизи кулоновского барьера виртуальный дейтронный кластер внутри ядра  ${}^6\text{Li}$  проявляет себя как квазисвободный дейтрон.

Итак, в реакциях с участием ядер с гало ( ${}^6\text{He}$ ) и ядер с ярко выраженной кластерной структурой ( ${}^6\text{Li}$ ) наблюдается глубокоподбарьерный срыв

нуклонов и кластеров, который достигает своего максимального значения на кулоновском барьере или вблизи него, что несомненно указывает на периферический характер этих реакций.

Как было показано [19–21], реакция передачи дейтрона с ядра  ${}^6\text{Li}$  на тяжелых ядрах с большой вероятностью идет при энергии вблизи кулоновского барьера реакции. Как и в реакциях с дейтронами на изотопах платины, идет заселение изомерных состояний  $^{198}\text{Au}$ , причем в реакции с  ${}^6\text{Li}$  ИО для  $^{198}\text{Au}$  достигает несколько большей величины  $\sim 10^{-1}$  [21]. В реакциях  $^{209}\text{Bi} + {}^{6,7}\text{Li}$  [22] было измерено ИО при захвате из  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  как  $\alpha$ -частицы, так и  $d$  или  $t$ , соответственно с образованием изомеров  $^{212}\text{At}$  и  $^{211}\text{Po}$ . В этой работе было показано, что ИО при захвате из  $\text{Li}$   $\alpha$ -частицы имеет пологий вид с изменением энергии  $\text{Li}$  и в максимуме ( $\geq 1$ ) близко по значению ИО, полученному в реакциях с  $\alpha$ -частицами. В случае захвата из  ${}^7\text{Li}$  трития и образования изомера  $^{211m}\text{Po}$  ИО имеет относительно малое значение ( $\sim 10^{-1}$ ), которое практически не меняется с ростом энергии  ${}^7\text{Li}$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Если сравнивать сечения реакций с передачей нуклонов и кластеров на стабильных плотно упакованных и слабосвязанных ядрах, особенно радиоактивных ядрах, можно заключить, что сечения реакций передачи больше для слабосвязанных ядер, особенно при энергии ниже кулоновского барьера, хотя для слабосвязанных ядер-снарядов развал является все же доминирующим процессом. Это видно и из приведенных в настоящей работе результатов по сечениям реакций передачи  $^{197}\text{Au} + {}^4\text{He}$  и  $^{197}\text{Au} + {}^{3,6}\text{He}$  с образованием изотопов  $^{196}\text{Au}$  и  $^{198}\text{Au}$ .

Особенности реакций передачи на слабосвязанных радиоактивных и стабильных ядрах, а также ядрах с гало-структурой при энергии снарядов вблизи кулоновского барьера можно понять, если обратиться к более ранним работам по изучению реакций передачи на пучках стабильных ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16,18}\text{O}$  при энергиях 3–6 МэВ/нуклон [23], а также  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  при энергиях выше 10 МэВ/нуклон [24]. В этих работах были исследованы реакции, связанные с передачей различного числа нуклонов, измерены спектры детектируемых ионов-остатков, соответствующих широкому спектру энергий возбуждения в мишенеподобных ядрах. Результаты исследований показали, что в каждом энергетическом спектре ионов в выходном канале наблюдается несколько сильных пиков, а сечения реакций демонстрируют особенности, присущие прямым реакциям. Высокая степень

селективности энергетических пиков и их интенсивности в различных каналах реакции указывают на взаимосвязь механизмов реакции со структурой сильнозаселенных состояний в ядрах [23, 24]. Обнаружено, что в рамках оболочечной модели высокоспиновые состояния доминируют в конфигурациях с кластерной структурой [24], а сечения реакций передачи зависят от  $Q$ -реакции.

Возвращаясь к результатам цитируемых здесь работ, можно заключить, что при энергии бомбардирующих частиц вблизи кулоновского барьера сечения реакций передачи сильно зависят от  $Q$ -реакции. Интересно также рассмотреть и понять поведение изомерных отношений, измеренных для ядер-продуктов реакций передачи. Чтобы детально рассматривать выходы продуктов отдельных каналов реакций и понять поведение ИО для ряда наблюдаемых ядер, образовавшихся в основном и изомерном состоянии, полезно оценить энергии возбуждения остаточных ядер в различных каналах реакции. Точные значения энергии возбуждения получить трудно, но можно провести относительно простые оценки.

В случае передачи одного или нескольких нейтронов для оценки максимальной энергии возбуждения ( $E_{\text{воз}}$ ) использовалось предположение, что

$$E_{\text{воз}} \approx Q_{gg} + n(E_i(\text{цм})/A),$$

где  $Q_{gg}$  —  $Q$ -реакции с передачей одного или нескольких нейтронов,  $(E_i(\text{цм})/A)$  — кинетическая энергия ядра-снаряда на нуклон в системе центра масс,  $n$  — число переданных нейтронов.

При передаче заряженной частицы

$$E_{\text{воз}} \approx E_{\text{эф}} = Q_{gg} - Q_{\text{opt}},$$

где  $Q_{gg}$  —  $Q$ -реакции с передачей заряженной частицы,  $Q_{\text{opt}}$  связано с перестройкой структуры ядра в связи с изменением кулоновской энергии:

$$Q_{\text{opt}} = E_i \left[ \frac{Z_f z_f}{Z_i z_i} - 1 \right],$$

где  $E_i$  — энергия ядра-снаряда в системе центра масс,  $Z_i, z_i$  ( $Z_f, z_f$ ) — атомные номера ядер в начальном (конечном) каналах реакций [17, 18].

При передаче нуклонов в основном заселяются состояния в области  $Q$ -реакции ( $Q$ -окно) [17, 18]. В реакциях однонуклонной передачи заселяются основное и известные одночастичные состояния. Сечения реакций передачи нуклона или кластера в реакциях с ядрами-снарядами, имеющими структуру гало, и слабосвязанными ядрами достигают обычно максимального значения при энергии вблизи кулоновского барьера реакций. При взаимодействии легких ядер таких, как  ${}^3\text{He}$ , с ядрами области  $Z \sim 20$  с передачей нуклона и дейтрона

в образовавшихся продуктах реакции с положительным значением  $Q_{gg}$  (для основного состояния) по-разному заселяются основное и возбужденное состояния с энергией в  $Q$ -окне, причем в случае передачи кластера в основном заселяются возбужденные состояния [9, 25].

При бомбардировке ядер с массой  $A = 40-90$  ионами  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16,18}\text{O}$  с энергией 3–6 МэВ/нуклон [23] и  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{14}\text{N}$  с энергией около 10 МэВ/нуклон [24] исследованы реакции, связанные с передачей различного числа нуклонов (от одного до четырех), и измерены спектры детектируемых ионов, соответствующих широкому спектру энергий возбуждения в ядрах-мишенях. Изучение большого числа однонуклонных и многонуклонных реакций передачи, инициированных тяжелыми ионами в указанном диапазоне энергий, показало [23, 24], что механизм таких реакций соответствует механизму прямой передачи. Энергетические спектры легких остатков реакции обнаруживают необычные особенности заселения возбужденных состояний в ядрах-мишенях, а сечения реакций сильно зависят от энергии ускоренных ионов,  $Q$ -реакции и величины углового момента. В этих реакциях наблюдается взаимосвязь механизмов реакций и выделенной структуры сильнозаселенных возбужденных состояний в ядрах-мишенях: в реакциях однонуклонных передач в ядрах-мишенях заселяются в основном одночастичные состояния, а с ростом энергии снарядов заселяются и другие высоковозбужденные состояния. Реакции передачи двух нуклонов и дейтронов приводят к заселению состояний с большими спинами, характерные для вытянутой конфигурации. Наконец, в реакциях передачи  $\alpha$ -частиц заселяются коллективные состояния, включая, в частности, состояния  $3^-$  и другие высокоспиновые состояния.

Эти свойства можно распространить на взаимодействие в реакциях со слабосвязанными ядрами с положительным значением  $Q$ -реакции при более низких энергиях. Такое взаимодействие можно понять, используя квазиклассическую модель реакции [24], в которой предполагается, что происходит передача нуклонов вблизи поверхности ядра, когда снаряд и мишень взаимодействуют между собой. Модель, развитая для реакций на стабильных сильносвязанных ядрах, подразумевает довольно простую зависимость сечения от энергии пучка,  $Q$ -реакции и углового момента, переданного нуклонами. Это предположение находится в согласии с экспериментами, которые указывают на выбор высокоспиновых состояний в реакциях с более большой энергией бомбардирующих частиц, их заселение зависит также от  $Q$ -реакции. Очень важна зависимость заселения высокоспиновых состояний

от структуры взаимодействующих ядер. Для реакций многонуклонных передач естественно полагать, что они протекают путем передачи группы коррелированных нуклонов (кластеров).

Если считать, что волновые функции для высокоспиновых состояний ядер в кластерной модели можно рассматривать как  $j-j$ -связанные оболочечные конфигурации, то деформированные состояния будут являться доминирующими. В результате реакции многонуклонных передач предпочтительно протекают за счет передачи кластеров, поскольку такой механизм может объяснить наблюдаемые сечения реакций и использоваться для описания заселенности четко выделенных наблюдаемых состояний [24]. В этом случае сильнее будут заселяться те конечные состояния, которые формируются при большем перекрытии волновой функции основного состояния ядра с волновой функцией кластера.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Различное заселение возбужденных состояний в реакциях слияния и реакции передачи естественно отражается на заселении и изомерных состояний атомных ядер. Сравнение экспериментальных значений ИО ( $\sigma_m/\sigma_g$ ), полученных в разных реакциях, показывает, что имеется большое различие в значениях и поведении ИО для реакций слияния и прямых реакций.

Реакции слияния обычно характеризуются более высокими ИО, изменяющимися с энергией и типом частиц-снарядов. Поведение функций возбуждения и ИО для продуктов реакций слияния с испарением нейтронов можно объяснить в рамках моделей ядерных реакций, протекающих через составное ядро.

Прямые реакции, протекающие с передачей нейтронов ядру-мишени или налетающей частице (механизмы срыва и подхвата), обычно имеют более низкие значения ИО. Это связано с особенностями заселения возбужденных состояний в различных каналах реакций. В подбарьерной области и вблизи кулоновского барьера в реакциях срыва ИО растет с увеличением энергии бомбардирующих частиц. ИО для ядер, образовавшихся в реакциях подхвата, практически не зависит от энергии бомбардирующих частиц в области выше кулоновского барьера.

В зарядово-обменных реакциях на пучках слабосвязанных ядер ИО практически не меняется с увеличением энергии. В таких реакциях при энергиях вблизи кулоновского барьера, по-видимому, достигается область зарядово-обменных резонансов и происходит заселение возбужденных состояний ядра-мишени, включая и изомерные состояния.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Keeley, R. Raabe, N. Alamanos, and J. L. Sida, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **59**, 579 (2007) и ссылки в ней.
2. C. Beck, arXiv: 1604.02281; C. Beck, *Clusters in Nuclei, Vol. 3* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2014).
3. S. M. Lukyanov, M. N. Harakeh, M. A. Naumenko, Yi Xu, W. H. Trzaska, V. Burjan, V. Kroha, J. Mrazek, V. Glagolev, Š. Piskořzh, E. I. Voskoboynik, S. V. Khlebnikov, Yu. E. Penionzhkevich, N. K. Skobelev, Yu. G. Sobolev, G. P. Tyurin, *et al.*, *WJNST* **5**, 265 (2015).
4. A. Mocoloa, H. Vignau, H. C. Caracoché, and S. J. Nassif, *JIC* **27**, 1719 (1965); A. Hermanne, R. Adam Rebeles, F. Tarkanyi, S. Takacs, M. P. Takacs, J. Csikai, and A. Ignatyuk, *Nucl. Instrum. Methods B* **270**, 106 (2012).
5. K. L. Chen and J. M. Miller, *Phys. Rev.* **134**, B1269 (1964); T. Matsuo, J. M. Matuszek, Jr., N. D. Dudev, and T. T. Sugihara, *Phys. Rev.* **139**, B886 (1965).
6. Е. А. Богила, В. И. Гаврилюк, В. А. Желтоножский, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **55**, 921 (1991) [*Bull. Acad. Sci. USSR. Phys.* **55**, 48 (1991)].
7. Н. К. Скобелев, А. А. Кулько, Ю. Э. Пенионжкевич, Е. И. Воскобойник, В. Крога, В. Бурьян, З. Гонс, Я. Мразек, Ш. Пискорж, Е. Шимечкова, *Письма в ЭЧАЯ* **10**, 671 (2013) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **10**, 410 (2013)].
8. Н. К. Скобелев, А. А. Кулько, Ю. Э. Пенионжкевич, Е. И. Воскобойник, В. Крога, В. Бурьян, З. Гонс, Я. Мразек, Ш. Пискорж, Е. Шимечкова, *Изв. РАН. Сер. физ.* **77**, 877 (2013) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **77**, 795 (2013)].
9. M. N. Rao, J. Rapaport, T. A. Belote, and W. E. Dorenbusch, *Nucl. Phys. A* **151**, 351 (1970).
10. Е. И. Воскобойник, Н. К. Скобелев, Ю. Э. Пенионжкевич, В. Крога, В. Бурьян, З. Гонс, Я. Мразек, Ш. Пискорж, Е. Шимечкова, А. Куглер, *Изв. РАН. Сер. физ.* **78**, 543 (2014) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78**, 361 (2014)].
11. Н. К. Скобелев, *ЯФ* **78**, 696 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 652 (2015)].
12. Н. К. Скобелев, Ю. Э. Пенионжкевич, Е. И. Воскобойник, В. Крога, В. Бурьян, З. Гонс, Я. Мразек, Ш. Пискорж, Е. Шимечкова, А. Куглер, *Письма в ЭЧАЯ* **11**, 198 (2014) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **11**, 114 (2014)].
13. N. Chakravarty, P. K. Sarkar, and S. Ghosh, *Phys. Rev. C* **45**, 1171 (1992).
14. A. A. Kulko, N. A. Demekhina, R. Kalpakchieva, N. N. Kolesnikov, V. G. Lukashik, Yu. E. Penionzhkevich, D. N. Rassadov, and N. K. Skobelev, *J. Phys. G* **34**, 2297 (2007).
15. Н. К. Скобелев, *ЯФ* **79**, 347 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 534 (2016)].
16. Yu. Ts. Oganessian and G. G. Gulbekian, in *Proceedings of the International Conference "Nuclear Shells—50 Years", Dubna, Russia, 1999*, Ed. by Yu. Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva (World Sci., Singapore, 2000), p. 61.

17. R. A. Broglia and A. Winther, *Heavy Ion Reactions*, Lecture Notes, Vol. 1 (Addison-Wesley, Redwood City, USA, 1991), p. 349.
18. W. R. McMurray, T. W. Conlon, B. W. Hooton, and M. Ivanovich, *Nucl. Phys. A* **265**, 517 (1976).
19. Н. К. Скобелев, Н. А. Демехина, Р. Калпакчиева, А. А. Кулько, С. М. Лукьянов, Ю. А. Музыка, Ю. Э. Пенионжкевич, Т. В. Чувильская, *Письма в ЭЧАЯ* **6**, 342 (2009) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **6**, 208 (2009)].
20. Yu. E. Penionzhkevich, S. M. Lukyanov, R. A. Astabatyan, N. A. Demekhina, M. P. Ivanov, R. Kalpakchieva, A. A. Kulko, E. R. Markaryan, V. A. Maslov, Yu. A. Muzychka, R. V. Revenko, N. K. Skobelev, V. I. Smirnov, and Yu. G. Sobolev, *J. Phys. G* **36**, 025104 (2009).
21. A. Shrivastava, A. Navin, A. Lemasson, K. Ramachandran, V. Nanal, M. Rejmund, K. Hagino, T. Ichikawa, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, S. Kailas, K. Mahata, V. V. Parkar, R. G. Pillay, and P. C. Rout, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 232702 (2009).
22. L. R. Gasques, M. Dasgupta, D. J. Hinde, T. Peatey, A. Diaz-Torres, and J. O. Newton, *Phys. Rev. C* **74**, 064615 (2006).
23. P. R. Christensen, V. I. Manko, F. D. Becchetti, and R. J. Nickles, *Nucl. Phys. A* **207**, 33 (1973).
24. N. Anyas-Weiss, J. C. Cornell, P. S. Fisher, P. N. Hudson, A. Menchaca-Rocha, D. J. Millener, A. D. Panagiotou, D. K. Scott, D. Strottman, D. M. Brink, B. Buck, P. J. Ellis, and T. Engeland, *Phys. Rept.* **12**, 201 (1974).
25. R. W. Barnard and G. D. Jones, *Nucl. Phys. A* **111**, 17 (1968).

## INFLUENCE OF STRUCTURE OF LIGHT WEAKLY BOUND NUCLEI ON COURSE OF NUCLEAR REACTIONS

N. K. Skobelev

*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

Experiments on studying fusion and transfer reactions with beams of weakly bound ( $^3\text{He}$ ) and cluster ( $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ) nuclei as well as nuclei with a halo structure ( $^6\text{He}$  and  $^8\text{He}$ ) with nuclei of light and heavy elements are generalized. The features of the behavior of the cross sections for the formation of evaporation residues and products of transfer reactions at energy near the Coulomb barrier are revealed. The behavior of the cross sections for the transfer of nucleons and clusters leads to different populations of single-particle and collective states of target-like nuclei. The paper analyzes the influence of various channels of nuclear reactions with light nuclei on the population of the isomeric states of the nuclei  $^{195m}\text{Hg}$  and  $^{197m}\text{Hg}(13/2^+)$ ,  $^{198m}\text{Tl}$  and  $^{196m}\text{Tl}(7^+)$ ,  $^{196m}\text{Au}$  and  $^{198m}\text{Au}(12^-)$ . An explanation is given to the changes in the values of isomeric ratios ( $\sigma_m/\sigma_g$ ) for the products of nuclear reactions formed in fusion–evaporation reactions and in reactions of transfer of individual nucleons and clusters.