

# «Механизм полного слияния ядер в столкновениях тяжелых ионов путем передачи нуклонов»

## Список авторов:

А. К. Насиров<sup>1</sup>, Г. Г. Адамян<sup>1</sup>, Ш. А. Каландаров<sup>1</sup>, Дж.Джиардина<sup>2</sup>, Дж. Мандальё<sup>2</sup>, Б. М. Каюмов<sup>3</sup>, О. К. Ганиев<sup>3</sup>, Г. А. Юлдашева<sup>3</sup>

<sup>1</sup> – Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ.

<sup>2</sup> – Университет Мессины (Италия).

<sup>3</sup> – Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан.

[Серия работ](#) состоит из 8 статей.

Новый механизм неполного слияния впервые был предложен и обоснован в работе [1] с интерпретацией данных, полученных в различных экспериментах. Новый механизм является альтернативным используемому механизму, предполагающему распад налетающего снаряда до захвата ядром-мишенью. Динамический метод расчета захвата позволяет вычислить распределение орбитального углового момента столкновения, которое определяет конкуренцию между процессами полного слияния и квазиделения, а также влияет на вероятность выживания составного ядра по отношению к делению при его девозбуждении. Реалистичность нового механизма неполного слияния была доказана вычислением образования альфа-частицы в сильно масс-асимметричном состоянии двойной ядерной системы из-за появления внутреннего барьера слияния при столкновениях с большим орбитальным моментом ( $L > 30 \hbar$ ) и распада двойной ядерной системы на альфа-частицу и сопряженное ядро из-за малости барьера квазиделения для больших значений  $L$  [1]. Большая центробежная энергия, вызывающая испускание альфа-частицы, сильно уменьшает энергию возбуждения сопряженного ядра. В результате наблюдаются большие сечения образования ядра остатка в испарительном каскаде по сравнению с вылетом альфа-частицы при девозбуждении составного ядра, образованного при полном слиянии сталкивающихся ядер. Это свойство неполного слияния может быть полезным для синтеза сверхтяжелых элементов или новых изотопов.

В работе [2] нами впервые были установлены причины, вызывающие разницу между наблюдаемыми сечениями образования остатков испарения в реакциях  $^{34}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  и  $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$  для 2n и 3n каналов [J. Khuyagbaatar *et al.*, Phys. Rev. C 86, 064602 (2012)]. Первая причина заключается в том, что в последней реакции вычисленное сечение захвата налетающего ядра ядром мишени больше, чем в  $^{34}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ , поскольку ядерно-ядерный потенциал для двойной системы, образованной в реакции  $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ , является более притягивающим за счет двух дополнительных нейтронов в изотопе  $^{36}\text{S}$ . Второй причиной является разница в высотах внутреннего барьера слияния  $B^*_{\text{fus}}$ , появляющегося на пути к слиянию посредством передачи нуклонов между ядрами двойной ядерной системы. Разница в высотах вычисленного внутреннего барьера слияния установлена при сравнении неравновесных распределений протонов и нейтронов между фрагментами двойных ядерных систем, образуемых в реакциях  $^{34}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  и  $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ . Мы обнаружили, что значение  $B^*_{\text{fus}}$  для реакции  $^{34}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  выше, чем его значение, полученное для

$^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ . Эксперименты, проведенные в Канберре (Австралия) группой авторов [J. Khuyagbaatar *et al.*, Phys. Rev. C 91, 054608 (2015)] для установления причины, вызывающей разницы в экспериментальных значениях сечения образования остатков испарения в этих реакциях с помощью анализа выходов продуктов слияния-деления, не дали положительных результатов.

Исследования массового распределения продуктов играют важную роль в понимании механизма ядерных реакций с тяжелыми ионами [3]. Увеличение ширины массового распределения продуктов слияния-деления, наблюдаемое в реакциях с массовой асимметрией сталкивающихся ядер, интерпретируется как результат смешивания продуктов слияния-деления и квазиделения в детекторах эксперимента. Вклад квазиделения в массовое распределение продуктов слияния-деления был оценен по просьбе экспериментальных групп из Индии. Вклад продуктов квазиделения с массовыми числами около  $A = 80-110$  и  $A = 170-200$  преобладает в реакции  $^{48}\text{Ti}+^{232}\text{Th}$ , а вклад продуктов квазиделения в область выхода симметричных масс сопоставим с выходом продуктов слияния-деления [3]. В случае реакции  $^{48}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$  выходы продуктов квазиделения в область выхода симметричных масс заметно меньше [4].

Выходы продуктов многонуклонных передач, вычисленные в рамках модели двойной ядерной системы для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  при энергиях около кулоновского барьера, довольно хорошо согласуются с экспериментальными сечениями выхода изотопов с  $N > 126$ , но отклоняются от экспериментальных данных для выхода нейтронодефицитных изотопов Pa и U [5]. Теоретические значения сечения образования нейтронодефицитных изотопов  $^{108-110}\text{Xe}$ ,  $^{112-114}\text{Ba}$  [6],  $^{200,204}\text{Po}$ ,  $^{184-190}\text{Hg}$  и  $^{206-212}\text{Rn}$ ,  $^{216-220}$  [7] сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными.

Предсказаны оптимальные энергии пучка и соответствующие максимальные сечения образования новых изотопов сверхтяжелых элементов. Работа [8] посвящена предсказанию синтеза сверхтяжелого элемента  $Z = 119$  путем теоретического анализа полного слияния, квазиделения, быстрого деления и образования остатков испарения в реакции  $^{54}\text{Cr} + ^{243}\text{Am}$ . Проведенные теоретические исследования для анализа и интерпретации экспериментальных данных позволяют прийти к важному заключению о том, что механизм полного слияния является одним из каналов реакций многонуклонных передач, и составное ядро – это экстремальное состояние двойной ядерной системы, достигаемое после передачи всех нуклонов легкого фрагмента в тяжелый.

### Список публикаций:

1. A.K. Nasirov *et al.*, Phys. Lett. B 842, 137976 (2023).
2. A.K. Nasirov *et al.*, Eur.Phys.Jour. A 55, 29 (2019).
3. Shruti *et al.*, Eur. Phys. J. A 59, 238 (2023).
4. Meenu Thakur *et al.*, Eur. Phys. Jour. A 53, 133 (2017).
5. Sh. A. Kalandarov *et al.*, Phys. Rev. C 102, 024612 (2020).
6. Sh. A. Kalandarov *et al.*, Phys. Rev. C 93, 054607 (2016).
7. Sh. A. Kalandarov *et al.*, Phys. Rev. C 108, 054612 (2023).
8. B. M. Kayumov *et al.*, Phys. Rev. C 105, 014618 (2022).