

УДК 539.17

РОЛЬ УРАВНОВЕШИВАНИЯ ЗАРЯДА В РЕАКЦИЯХ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

© 2020 г. В. В. Сайко^{1, 2, *}, А. В. Карпов^{1, 2}

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

²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

*E-mail: saiko@jinr.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Процесс уравнивания заряда проанализирован в рамках динамического подхода, основанного на уравнениях Ланжевена. Обсуждается временная и энергетическая зависимость этого процесса. Проведен анализ изотопных распределений конечных продуктов, полученных в реакциях ^{40}Ca , ^{58}Ni , $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, сделаны выводы о получении нейтронно-избыточных нуклидов в этих реакциях.

DOI: 10.31857/S0367676520040262

ВВЕДЕНИЕ

Одним из актуальных направлений ядерной физики и физики тяжелых ионов является получение и исследование свойств новых ядер, удаленных от линии стабильности. На данный момент особое внимание уделяется нейтронно-избыточным изотопам в области средних и тяжелых ядер. Свойства этих ядер, в частности, определяют детальный сценарий r -процесса астрофизического нуклеосинтеза.

Реакции многонуклонных передач (МНП) являются перспективным методом получения нейтронно-избыточных изотопов тяжелых элементов, которые проблематично получить другими методами (реакции слияния, фрагментации). В этих реакциях происходит процесс передачи большого числа нуклонов между сталкивающимися ядрами, который приводит к формированию бинарных фрагментов, расположенных далеко от линии стабильности и, возможно, в области неизвестных ядер. Именно поэтому в настоящее время исследование данного процесса привлекает внимание и экспериментаторов, и теоретиков [1, 2].

Динамические модели, основанные на уравнениях Ланжевена – это один из наиболее успешных подходов к теоретическому анализу реакций МНП. Они предоставляют достаточно полную информацию о динамике столкновения и описывают различные экспериментально-наблюдаемые характеристики, например, массовые, энергетические и угловые распределения продуктов реакции [3, 4]. Одна из таких моделей,

разработанная в ЛЯР ОИЯИ, успешно описала ряд реакций МНП: $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$, ^{208}Pb , ^{209}Bi ; $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$; $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$; $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, ^{248}Cm при помощи единого набора параметров [5, 6]. Все эти комбинации характеризуются близкими значениями величины отношения нейтронов к протонам N/Z у снаряда и мишени. Будем называть их изоспин-симметричными (см. табл. 1). Цель настоящей работы – проанализировать изоспин-асимметричные системы, включающие ядра с существенно различными N/Z : ^{40}Ca , $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$. В этом случае процесс достижения равновесия величины N/Z во время столкновения обычно называют уравниванием заряда (или транспортом изоспина), который оказывает значительное влияние на ядерную динамику и формирование продуктов реакции.

Таблица 1. Величины N/Z снаряда и мишени, приведенные для исследованных реакций

Комбинация	N/Z снаряда	N/Z мишени
$^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$	1.519	1.538
$^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$	1.519	1.537
$^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$	1.519	1.518
$^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$	1.5	1.514
$^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$	1.587	1.583
$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	1.286	1.537
$^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	1.071	1.537
$^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	1	1.537

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Столкновение двух тяжелых ионов рассматривается в модели как непрерывный трехэтапный процесс: 1) сближение ядер, 2) образование и эволюция единой составной системы 3) распад на два фрагмента. Эволюция системы сталкивающихся ядер определяется многомерной потенциальной энергией, рассчитываемой в рамках макро-микроскопического подхода [7], основанного на двухцентровой оболочечной модели (TCSM) [8]. Мы используем восемь степеней свободы в модели, четыре из которых происходят из параметризации TCSM и определяют форму ядра: удлинение r , две эллипсоидальные деформации $\delta_{1,2}$ и массовая асимметрия η_A . Зарядовая асимметрия $\eta_Z = (Z_2 - Z_1)/(Z_1 + Z_2)$ является переменной, определяющей отношение N/Z фрагментов (при фиксированных массах) и, следовательно, она играет наиболее важную роль в описании процесса уравновешивания заряда. Модель также включает угол поворота системы как целого θ и углы вращения обоих фрагментов $\varphi_{1,2}$.

Эволюция рассматриваемых степеней свободы $q_i = \{r, \delta_1, \delta_2, \eta_A, \eta_Z, \theta, \varphi_1, \varphi_2\}$ описывается системой уравнений Ланжевена:

$$\begin{aligned} \dot{q}_i &= \sum_j \mu_{ij} p_j, \\ \dot{p}_i &= T \left(\frac{\partial S}{\partial q_i} \right)_{E_{\text{tot}}} - \sum_{j,k} \gamma_{ij} \mu_{jk} p_k + \sum_j \theta_{ij} \xi_j(t), \end{aligned} \quad (1)$$

здесь $p_i = \{p_r, p_{\delta_1}, p_{\delta_2}, p_{\eta_A}, p_{\eta_Z}, L, l_1, l_2\}$ – импульсы, соответствующие q_i . Первое слагаемое во втором уравнении – это движущая сила, записанная через энтропию S и температуру T системы. Второе слагаемое представляет собой силу трения, в которую входят тензоры трения γ_{ij} и обратной массы $\mu_{ij} = |m_{ij}|^{-1}$. Массовые коэффициенты m_{ij} для коллективных степеней свободы рассчитывались в рамках гидродинамического приближения Вернера-Уилера [9], а соответствующие коэффициенты трения – согласно формуле “стена + окно” в рамках однопольного механизма ядерной вязкости [10]. Третье слагаемое – это случайная сила, которая содержит амплитуду θ_{ij} , вычисляемую из соотношения Эйнштейна $\theta_{ik} \theta_{kj} = \gamma_{ij} T$, и случайную величину ξ_i , удовлетворяющую следующим свойствам: $\langle \xi_i(t) \rangle = 0$ и $\langle \xi_i(t), \xi_j(t') \rangle = 2\delta_{ij} \delta(t - t')$.

Начальные условия для численного решения системы уравнений (1) задаются следующим образом: ядро-снаряд движется в сторону ядра-мишени с заданной энергией $E_{\text{с.п.м.}}$ и определенным прицельным параметром b , начиная с расстояния ~ 50 фм. Когда ядра сближаются на расстояние действия ядерных сил и еще до того, как их по-

верхности соприкоснутся, начинаются процессы нуклонных передач и диссипации кинетической энергии. Образованная единая ядерная система эволюционирует и в конечном итоге распадается с образованием двух возбужденных бинарных продуктов реакции. Расчеты прекращаются, когда фрагменты разлетятся на начальное расстояние. Таким образом, полученное решение представляет собой траекторию в многомерном пространстве коллективных степеней свободы, которая содержит всю информацию о данном столкновении (нуклонный состав фрагментов, углы вылета, кинетические энергии, время реакции и т.д.).

Далее полученные характеристики используются в качестве входных данных для статистической модели [11, 12], которая симулирует каскад распада первичных возбужденных продуктов реакции в каналах испускания нейтронов, протонов, альфа-частиц и гамма-квантов, а также деления. В последнем случае, массы и заряды делительных фрагментов определяются с помощью кода GEF [13]. Таким образом, извлекается информация о конечных продуктах реакции, которая соответствует экспериментально получаемым данным. Более детальное описание динамического и статистического подходов, упомянутых выше, содержится в работе [5].

Применяя данный подход, мы рассчитываем большое число траекторий для каждого прицельного параметра и получаем дифференциальное сечение различных процессов:

$$\begin{aligned} \frac{d^4 \sigma}{dZ dA dE d\Omega}(Z, A, E, \theta) &= \\ = \int_0^{b_{\text{max}}} \frac{\Delta N(b, Z, A, E, \theta) b db}{N_{\text{tot}}(b) \Delta Z \Delta A \Delta E \sin \theta \Delta \theta}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Delta N(b, Z, A, E, \theta)$ – это количество событий с данными характеристиками и $N_{\text{tot}}(b)$ – полное число событий, симулированных для данного прицельного параметра. Интегрирование выражения (2) позволяет получить различные распределения продуктов реакции, которые наблюдаются в эксперименте.

Рассматривая столкновения ядер, имеющих деформированную форму в основном состоянии, мы проводим симуляцию для нескольких начальных ориентаций ядер: “нос к носу” ($\varphi_1^0 = \varphi_2^0 = 0$), “бок к боку” ($\varphi_1^0 = \varphi_2^0 = \pi/2$), “нос к боку” ($\varphi_1^0 = 0, \varphi_2^0 = \pi/2$) и “бок к носу” ($\varphi_1^0 = \pi/2, \varphi_2^0 = 0$). Сечение реакции получается путем процедуры усреднения по начальным ориентациям с соответствующими весами (см. работу [6]).

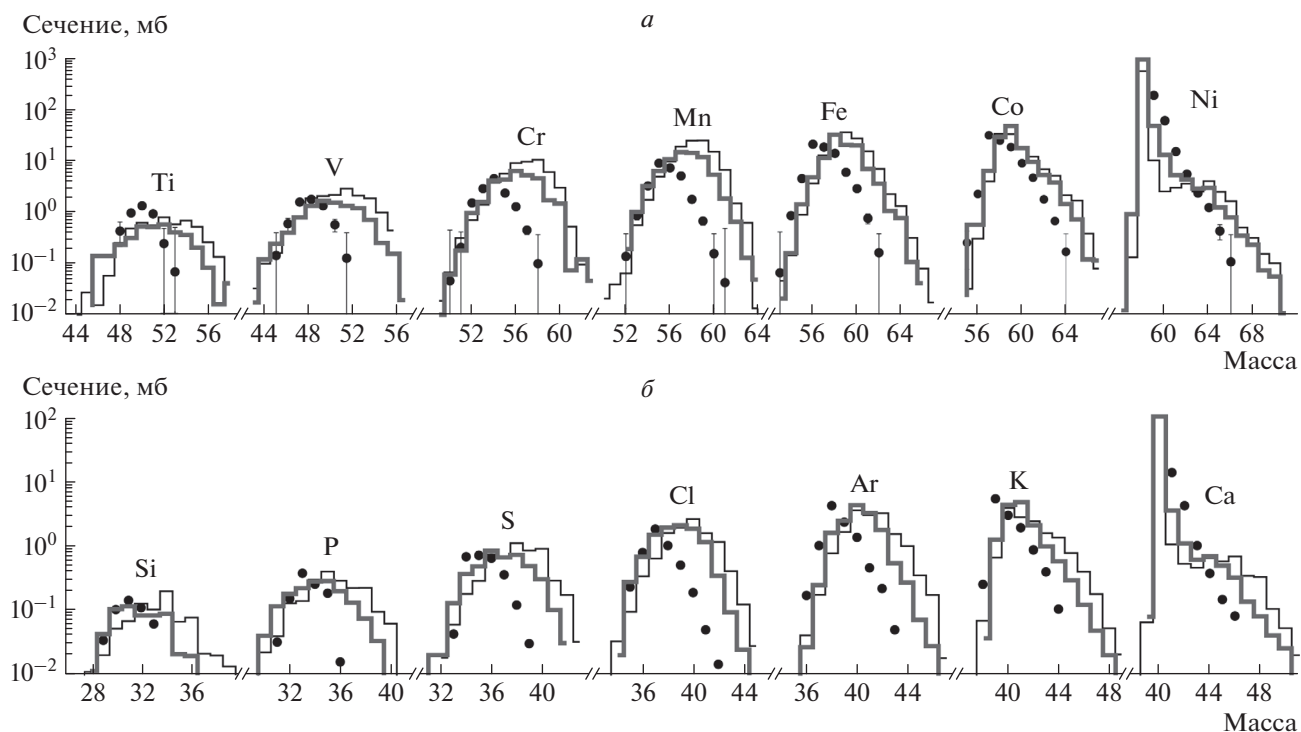


Рис. 1. Конечные изотопные распределения снарядоподобных фрагментов, полученных в реакции $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{лаб}} = 328.4$ МэВ (а) и в реакции $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{лаб}} = 249$ МэВ (б). Результаты расчетов, выполненных до и после улучшения модели показаны тонкой и толстой гистограммами, соответственно. Символами обозначены экспериментальные данные, взятые из [14, 15].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Несмотря на то, что модель достаточно хорошо описывает процесс МНП для многих систем (см. [5, 6]), она не позволяет достаточно точно воспроизвести экспериментальные данные для изоспин-асимметричных комбинаций. Частным примером являются изотопные распределения конечных снарядоподобных фрагментов, полученные в реакциях ^{40}Ca , $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ [$E_{\text{лаб}}(\text{Ca}) = 249$ МэВ и $E_{\text{лаб}}(\text{Ni}) = 328.4$ МэВ] и обозначенные тонкими гистограммами на рис. 1. Угловые диапазоны $42^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 100^\circ$ и $70^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 110^\circ$, использованные соответственно в экспериментах по столкновению Ca и Ni со свинцовой мишенью [14, 15], были учтены при обработке результатов расчетов. Во-первых, тяжелая (нейтронно-избыточная) часть изотопных распределений завышена для всех элементов на рис. 1. Во-вторых, расчетные формы распределений изотопов Ca и Ni содержат “плато”, в то время как экспериментальные данные четко указывают на экспоненциальную зависимость. Это связано с тем, что каналы захвата 1–3 нейтронов сильно недооцениваются в расчетах. Таким образом, выполненные расчеты показали, что модель требует дальнейшей доработки.

Мы обнаружили, что расчетные изотопные распределения мишенеподобных фрагментов, полученные в масс-асимметричных реакциях (не показаны), смещены относительно экспериментальных данных, но в противоположную сторону, по сравнению со снарядоподобными фрагментами. Это привело нас к пересмотру вопроса о разделении энергии возбуждения между двумя фрагментами. Вместо использовавшегося до сих пор распределения энергии строго пропорционального массе фрагмента, мы предлагаем ввести механизм равного разделения на ранней стадии, так как именно в этот момент практически одинаковое количество нуклонов в снаряде и мишени изначально вовлечены в диссипативные процессы, не зависимо от размера взаимодействующих ядер.

Экспериментальные исследования масс-асимметричных столкновений [16, 17], а также микроскопические расчеты [18] подтверждают обоснованность подобного предположения. Мы рассматриваем плавный переход от режима равного разделения энергии возбуждения к режиму, пропорциональному массе, согласно

$$E_i^* = \frac{E^*}{2} \exp(-t/\tau) + \frac{A_i}{A_{\text{tot}}} E^* [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (3)$$

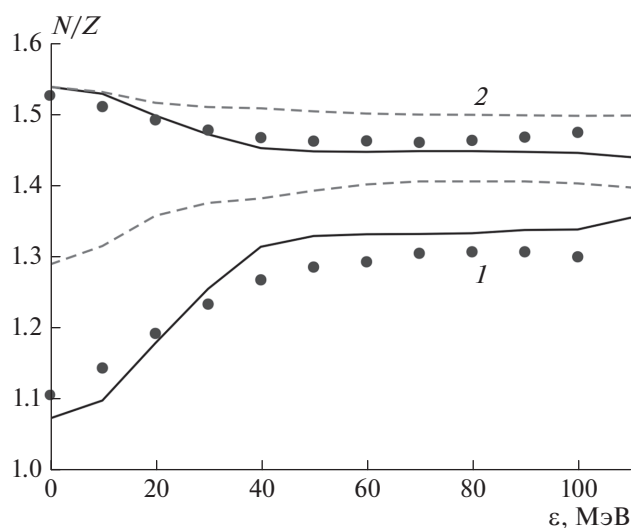


Рис. 2. Отношение количества нейтронов к количеству протонов у снарядоподобных (1) и мишенеподобных (2) фрагментов как функция потерь полной кинетической энергии ϵ . Данные приведены для реакций $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ (сплошная линия) и $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ (пунктирная линия). Символами обозначены экспериментальные данные, полученные в [19] для реакции с ^{58}Ni .

с характерным временем перехода $\tau = 2 \cdot 10^{-21}$ с. Здесь E^* – полная энергия возбуждения ядерной системы, t – время взаимодействия, A_{tot} – полная масса и A_f – масса фрагмента.

Данная модификация модели приводит к увеличению энергии возбуждения и, соответственно, росту числа испарившихся нейтронов у более легких фрагментов. В результате изотопные распределения конечных снарядоподобных фрагментов смещаются в сторону легких масс. Для мишенеподобных фрагментов тенденция прямо противоположная: меньшая энергия возбуждения приводит к смещению изотопных распределений в сторону больших масс. Примечательно, что такое поведение способствует выживанию нейтронно-избыточных изотопов наиболее тяжелых элементов в масс-асимметричных реакциях.

Проблема с описанием каналов захвата нескольких нейтронов была эффективно решена за счет увеличения в два раза случайной силы для степени свободы зарядовой асимметрии на начальной стадии столкновения. Расчеты показали, что этот режим удвоенных флуктуаций зарядовой асимметрии следует сохранять до тех пор, пока энергия возбуждения не достигнет значения порядка 10 МэВ. Возможным объяснением предлагаемой модификации может быть то, что в модели передача нуклонов описывается как коллективный

процесс, в то время как механизм передачи нескольких нуклонов может быть одночастичным. Поэтому расчетные сечения могут существенно отличаться от экспериментальных данных.

Результаты, полученные в рамках модифицированной модели, обозначены толстыми гистограммами на рис. 1. Отметим, что общее согласие с экспериментальными данными было улучшено. Внесенные изменения привели к значительному улучшению формы распределений изотопов Ni и Ca, которые стали более плавными. Сдвиг расчетных изотопных распределений в сторону соответствующих экспериментальных значений незначителен для каналов с передачей малого числа протонов. Однако, он становится более отчетливым при увеличении числа переданных протонов, и приводящим к лучшему согласию с экспериментальными данными.

Далее мы рассмотрели процесс уравнивания заряда в изучаемых системах. Во-первых, он происходит посредством передачи протонов и нейтронов в противоположных направлениях, согласно производной потенциальной энергии по массовой и зарядовой асимметрии. В частности, зависимость среднего значения N/Z от потерь полной кинетической энергии $\epsilon = E_{\text{с.ц.м.}} - E_{\text{кин}} - V$ показана на рис. 2. Расчетные кривые для системы $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, взятыми из [19]. Согласно расчетам, процесс уравнивания заряда в рассматриваемых системах занимает $5 \cdot 10^{-22}$ с, что совпадает с соответствующим временем релаксации, полученным в рамках микроскопического нестационарного подхода Хартри-Фока [18].

Наконец, проведен сравнительный анализ реакций ^{58}Ni , $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ ($E_{\text{лаб}} = 345, 350$ МэВ). Конечные изотопные распределения для элементов с четными Z показаны на рис. 3 в сравнении с измеренными данными из [20, 21].

Процесс уравнивания заряда, происходящий в изоспин-асимметричной реакции $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, способствует более высокому выходу самых легких снарядоподобных и самых тяжелых мишенеподобных фрагментов в сравнении с продуктами изоспин-симметричной реакции $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$. Также можно заметить, что конечные распределения снарядоподобных фрагментов становятся ближе друг к другу с увеличением числа переданных нуклонов, тогда как для мишенеподобных фрагментов ситуация обратная. Это позволяет сделать довольно очевидный вывод о том, что для получения нейтронно-избыточных изотопов тяжелых элементов предпочтительнее использовать изоспин-симметричную комбинацию $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, которая имеет больший избыток нейтронов.

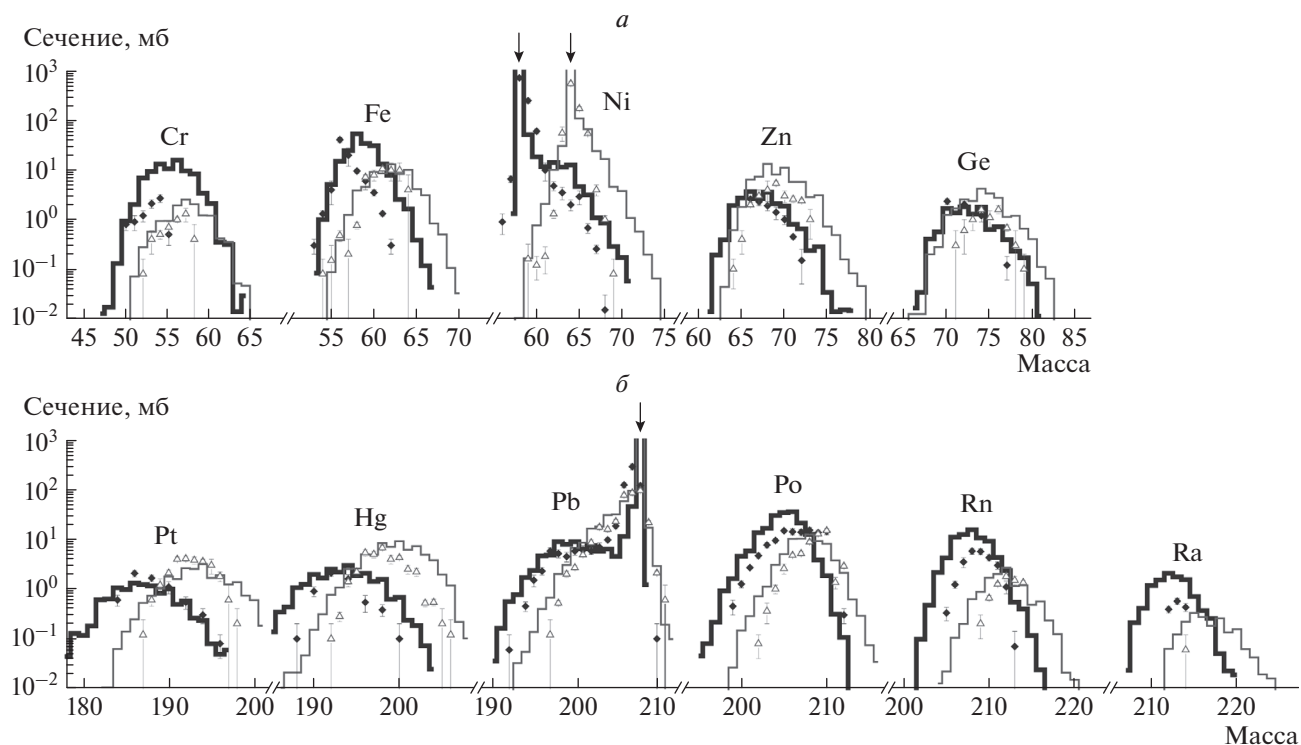


Рис. 3. Конечные изотопные распределения (а) снарядо- и (б) мишенеподобных фрагментов, полученные в реакциях: $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, $E_{\text{лаб}} = 345$ МэВ (ромбы и толстые гистограммы) и $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, $E_{\text{лаб}} = 350$ МэВ (пустые треугольники и тонкие гистограммы). Гистограммами показаны результаты расчетов, выполненных с учетом корректировок (см. в тексте), а символами — экспериментальные данные из [20, 21]. Стрелками обозначена упругая компонента сечения, соответствующая исходным ядрам.

В заключение, процесс уравнивания заряда был проанализирован в рамках динамического подхода, основанного на уравнениях Ланжевена. Механизм этого процесса определяется ландшафтом потенциальной энергии в координатах Z и N , и заключается в перекрестном обмене снаряда и мишени нейтронами и протонами. Длительность уравнивания величины N/Z , извлеченная из расчетов для реакции $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, составила 0.5 зс.

Модель [5] была усовершенствована путем учета на начальной стадии столкновения равного распределения энергии возбуждения и усиленных флуктуаций по зарядовой асимметрии. Эти модификации обеспечивают лучшее согласие рассчитываемых изотопных распределений продуктов реакции с соответствующими экспериментальными данными, особенно для каналов передачи значительного числа протонов ($>5p$). Более того, в рамках предложенного подхода удалось описать выходы конечных продуктов в реакциях ^{58}Ni , $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, провести сравнение и выбрать более подходящую комбинацию для получения нейтронно-избыточных нуклидов. Не-

смотря на более высокие сечения масс-асимметричных конечных продуктов в реакции $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, выходы именно нейтронно-избыточных изотопов оказываются больше в реакции $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-42-02014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Corradi L., Szilner S., Pollarolo G. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2013. V. 317. P. 743.
2. Umar U.S., Oberacker V.E., Simenel C. // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. Art. № 024621.
3. Fröbrich P., Gontchar I.I. // Phys. Rep. 1998. V. 292. P. 131.
4. Zagrebaev V., Greiner W. // J. Phys. G. 2005. V. 31. P. 825.
5. Karpov A.V., Saiko V.V. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. № 024618.
6. Saiko V.V., Karpov A.V. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. № 014613.
7. Zagrebaev V., Karpov A., Aritomo Y. и др. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. № 4. С. 893; Zagrebaev V., Karpov A., Aritomo Y. et al. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38. № 4. P. 469.
8. Maruhn J., Greiner W. // Z. Phys. A. 1972. V. 251. P. 431.

9. *Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2385.
10. *Sierk A.J., Nix J.R.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 982.
11. *Карпов А.В., Деникин А.С., Алексеев А.П. и др.* // ЯФ. 2016. Т. 79. № 5. С. 520; *Карпов А.В., Denikin A.S., Alekseev A.P. et al.* // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79. № 5. P. 749.
12. http://nr.v.jinr.ru/nrv/webnrv/stat_model/.
13. *Schmidt K.-H., Jurado B., Amouroux C., Schmitt C.* // Nucl. Data Sheets. 2016. V. 131. P. 107.
14. *Szilner S., Corradi L., Pollarolo G. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. Art. № 044610.
15. *Corradi L., Vinodkumar A.M., Stefanini A.M. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. Art. № 024606.
16. *Awes T.C., Ferguson R.I., Novotny R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 251.
17. *Vandenbosch R., Lazzarini A., Leach D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1964.
18. *Umar A.S., Simenel C., Ye W.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. № 024625.
19. *Sapotta K., Bass R., Hartmann V. et al.* // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1297.
20. *Królas W., Broda R., Fornal B. et al.* // Nucl. Phys. A. 2010. V. 832. P. 170.
21. *Królas W., Broda R., Fornal B. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 724. P. 289.