

## МНОГОНУКЛОННЫЕ ПЕРЕДАЧИ В РЕАКЦИЯХ $^{18}\text{O}$ (35 МэВ/НУКЛОН) + $^{181}\text{Ta}$ ( $^9\text{Be}$ )

А. Г. Артюх<sup>а</sup>, А. Н. Воронцов<sup>а</sup>, С. А. Клыгин<sup>а</sup>, Г. А. Кононенко<sup>а</sup>,  
Ю. М. Середа<sup>а</sup>, Б. Эрдэмчимэг<sup>а,б</sup>

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Монгольский государственный университет, Центр ядерных исследований, Улан-Батор

В комбинациях  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  ( $^9\text{Be}$ ) с разным изотоп-спином изучены скоростные, зарядовые и изотопные распределения продуктов ядерных реакций с  $2 \leq Z \leq 11$ . Установлена корреляция выходов изотопов с величиной  $Q_{gg}$  для легких элементов. Измерены поперечные сечения образования нейтронно-избыточных ядер, и проведено сравнение их выходов в реакциях с разным изотоп-спином. Представлена качественная интерпретация явления значительного возрастания вероятности образования нейтронно-избыточных ядер легких элементов в реакции  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  по сравнению с  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^9\text{Be}$ , получаемых в реакциях удаления протонов из ядра-снаряда.

The velocity, charge, and isotopic distributions of the products of nuclear reactions with  $2 \leq Z \leq 11$  have been studied in combinations of  $^{18}\text{O}$  (35 MeV/nucleon) +  $^{181}\text{Ta}$  ( $^9\text{Be}$ ) with different isotopic spin. The correlation of the isotope yields for the detected light elements with value  $Q_{gg}$  has been established. The cross sections for the formation of neutron-rich nuclei were measured and their yields in reactions with different neutron skin have been compared. A qualitative interpretation of the phenomenon of a significant increasing in the probability of the formation of neutron-rich nuclei of light elements in reaction  $^{18}\text{O}$  (35 MeV/nucleon) +  $^{181}\text{Ta}$  in comparison with  $^{18}\text{O}$  (35 MeV/nucleon) +  $^9\text{Be}$  obtained in the reactions with removal of a proton from the projectile nucleus has also been presented.

PACS: 29.38.-c

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования выходов продуктов с аномальным отношением  $N/Z$  в реакциях с тяжелыми ионами показали [1], что реакции многонуклонных передач являются эффективным средством получения нейтронно-избыточных ядер, включая и ядра с максимальным нейтронным избытком. В периферийных реакциях передачи при низких энергиях показано, что эффективность выхода экзотических ядер на тяжелых мишенях (высокий изотоп-спин) демонстрирует значительный рост по сравнению с выходами на легких мишенях (малый изотоп-спин). В то же время изучение выходов нейтронно-избыточных ядер при высоких энергиях [2] не показывает заметного возрастания выходов на мишенях с ростом изотоп-спина ядра-мишени. Базируясь на модельных расчетах, автор работы [3] делает вывод, что наблюдаемые особенности

в выходах нейтронно-избыточных ядер с энергией столкновения, по-видимому, обусловлены вариациями вкладов поперечных сечений рассеяния индивидуальных  $n-p$ ,  $n-n$ - и  $p-p$ -каналов в формировании выходов продуктов с аномальным отношением  $N/Z$ .

Отмеченные особенности реакций передач в периферийных ядро-ядерных столкновениях стимулировали постановку экспериментов на пучках ионов  $^{18}\text{O}$  с энергией в области энергии Ферми ( $\sim 37$  МэВ/нуклон для стабильных ядер) на ядрах мишеней с разным изотоп-спином.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ (ОБЛАСТЬ ЭНЕРГИИ ФЕРМИ)

Эксперименты проведены на пучках ионов  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) с использованием мишени  $^9\text{Be}$  толщиной 14 мг/см<sup>2</sup> и мишени с высоким изотоп-спином  $^{181}\text{Ta}$  толщиной 14 мг/см<sup>2</sup>. Идентификация (по  $A$  и  $Z$ ) и измерение скоростных распределений выполнены с использованием фрагмент-сепаратора КОМБАС [4]. Технические детали проведения экспериментов подробно изложены в работе [5].

Результаты измерений скоростных распределений продуктов, полученных в реакциях  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  ( $^9\text{Be}$ ), представлены на рис. 1. Для обеих реакций данные демонстрируют сильную асимметрию вкладов от реакций срыва нуклонов с ядра-снаряда по сравнению с реакциями подхвата.

Из рис. 1 также видно, что:

1) скоростные распределения, полученные на более нейтронообогатленной мишени  $^{181}\text{Ta}$ , являются более узкими, чем в случае легкой мишени  $^9\text{Be}$ . Это может указывать на менее диссипативный характер образования зарегистрированных снарядоподобных продуктов в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ . В результате вклад низкоскоростной компоненты в их интегральный выход становится меньше;

2) для легкой мишени наблюдается более значительное уширение скоростных спектров с уменьшением массового числа  $A$  изотопа, а также с уменьшением атомного номера  $Z$  элемента. Колоколообразный спектр, наблюдаемый для наиболее нейтронно-избыточных изотопов, также уширяется к меньшим скоростям;

3) для обеих реакций наблюдается дрейф максимумов скоростных распределений к меньшим скоростям для продуктов, получаемых в обменных реакциях (например,  $^{18}\text{C}(-2p, +2n)$ ,  $^{18}\text{N}(-1p, +1n)$ ), и продуктов, получаемых в подхвате нейтронов и протонов;

4) для продуктов, получаемых в реакциях только срыва нуклонов с ядра-снаряда, максимумы скоростных распределений совпадают со скоростью ядра-снаряда.

По сравнению с характеристиками скоростных распределений, получаемых при низких энергиях столкновения [1], в изученном диапазоне промежуточных энергий (35 МэВ/нуклон) наблюдаются качественные изменения в спектрах продуктов, получаемых в основном в срывах нуклонов. А именно, несмотря на многонуclidный характер реакций передачи, приводящих к образованию нейтронно-избыточных ядер-продуктов в обеих ядерных реакциях (мишени Ta и Be), их максимумы концентрируются при скоростях, сравнимых со скоростями ядра-снаряда. В ядерных реакциях

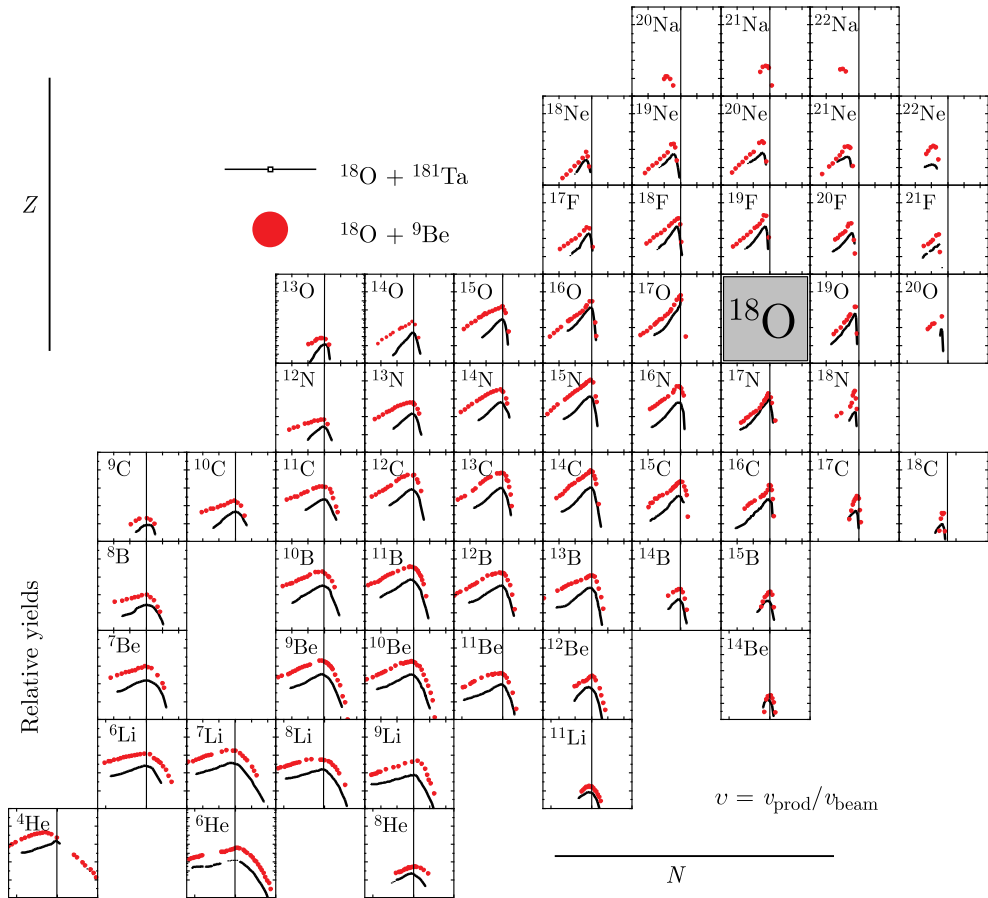


Рис. 1. Вид скоростных распределений изотопов легчайших и легких элементов, полученных в двух реакциях  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  ( $^9\text{Be}$ ). Вертикальные линии в клетках графиков показывают скорости  $V_{\text{beam}}$  пучка  $^{18}\text{O}$

при низких энергиях бомбардирующих частиц наблюдаемое свойство является характерным лишь для квазиупругих малонуклонных передач.

На рис. 2 показаны изотопные  $A$ -распределения для каждого атомного номера-продукта, полученные в реакциях  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^9\text{Be}$  ( $^{181}\text{Ta}$ ). Экспериментальные изотопные распределения получались интегрированием скоростных распределений изотопов в измеренном диапазоне скоростей для каждого элемента. Вклад в  $A$ -распределение выходов изотопа-продукта  $^{18}\text{O}$  исключен из-за невозможности корректной сепарации их от вклада исходного ядра-снаряда  $^{18}\text{O}$ .

Из рис. 2 видно, что массовые распределения для каждого элемента, за исключением гелия, имеют для обеих реакций подобные широкие колоколообразные формы с максимумами, соответствующими массовому числу  $A$  стабильного изотопа.

На рис. 3 показаны элементные  $Z$ -распределения продуктов, полученных в реакциях ионов кислорода  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) на двух мишенях  $^9\text{Be}$  и  $^{181}\text{Ta}$ . Экс-

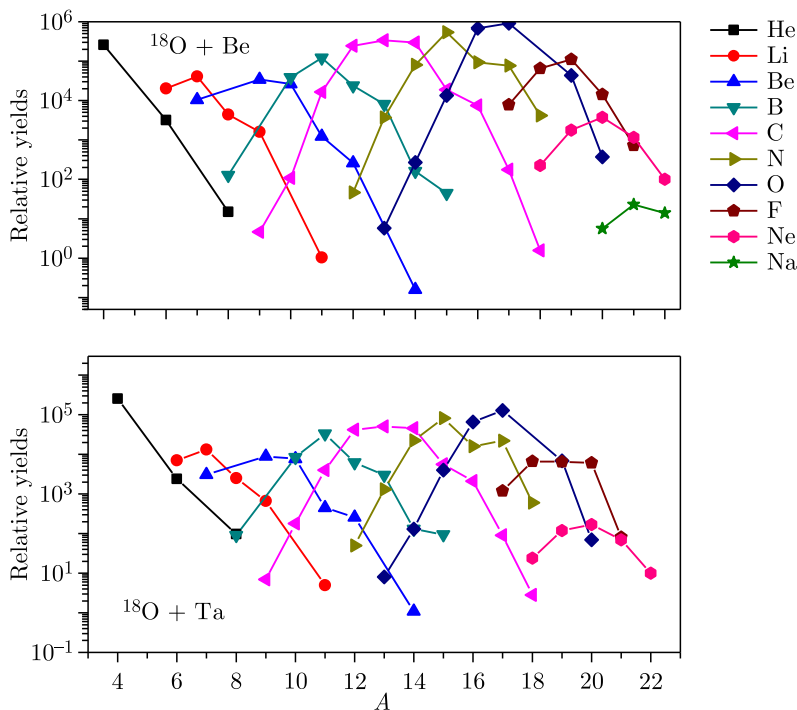


Рис. 2. Массовые ( $A$ -распределения) спектры снарядоподобных продуктов, изученные в двух ядерных реакциях при промежуточной энергии  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^9\text{Be}$  ( $^{181}\text{Ta}$ )

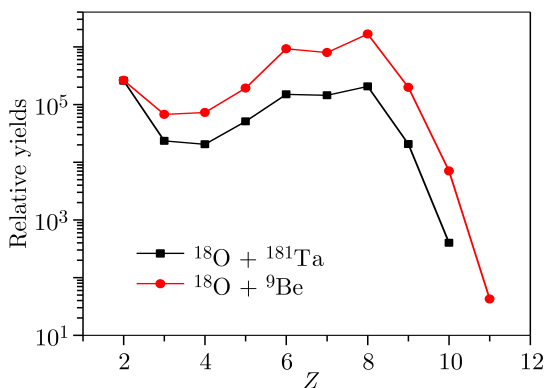


Рис. 3. Зарядовые ( $Z$ -распределения) спектры снарядоподобных продуктов ядерных реакций, полученные в двух реакциях  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^9\text{Be}$  ( $^{181}\text{Ta}$ ) с разным нейтронным спином

периментальные зарядовые распределения были получены интегрированием выходов измеренных изотопных распределений для каждого элемента. Для обеих реакций экспериментальные элементные распределения демонстрируют подобный характер зависимости с широкими максимумами в районе атомного номера  $Z$  ядра-снаряда. На-

блюдается резкий спад в выходах продуктов с атомными номерами больше  $Z$  ядра-снаряда и усиление выходов легчайших элементов с  $Z \leq 3$ .

На рис. 4 показаны распределения выходов изотопов легчайших и легких элементов, представленных в зависимости от энергетических затрат на их образование (систематика выходов холодных ядер  $Q_{gg}$ ). Наблюдаемое образование холодных ядер

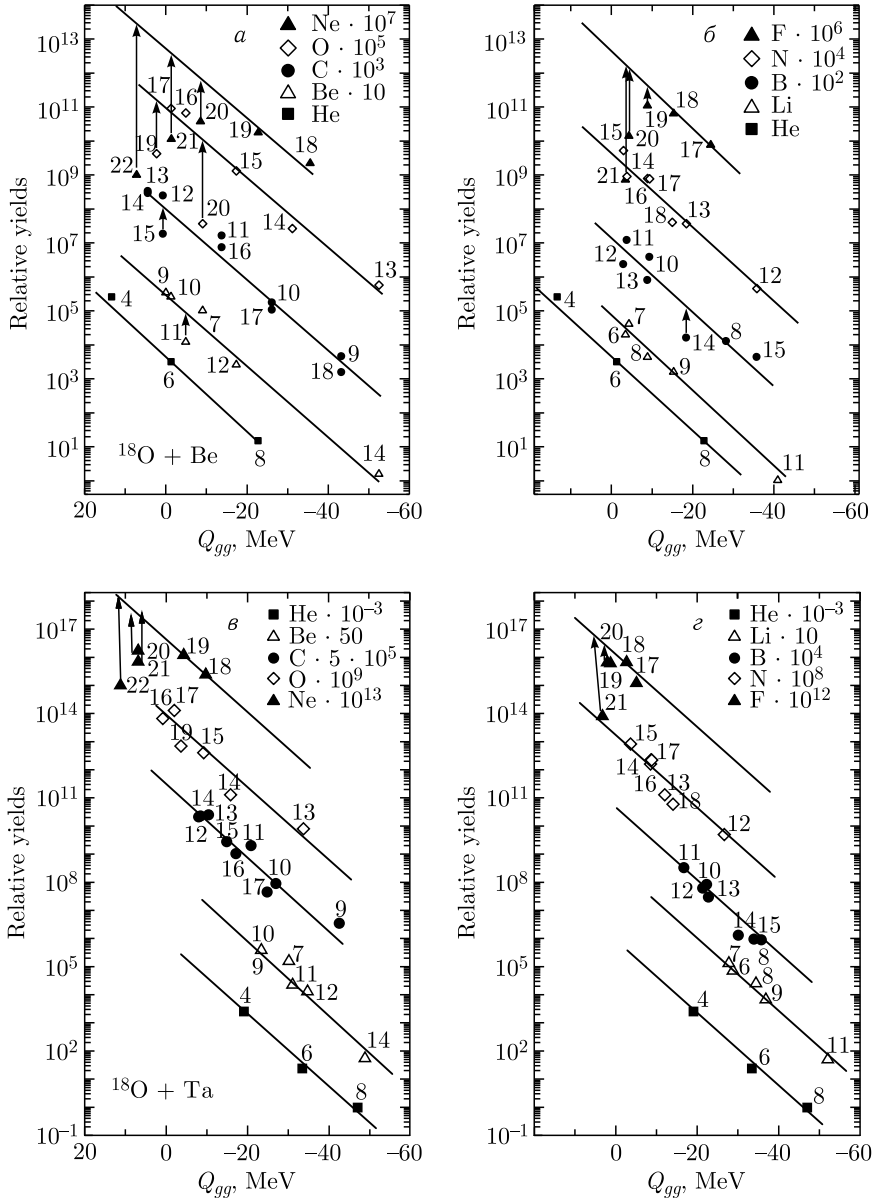


Рис. 4.  $Q_{gg}$ -систематика выходов снарядоподобных продуктов ядерных реакций, полученных в комбинациях  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^9\text{Be}$  (а, б) и  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  (в, г)

и их выживание в условиях столь глубокой перестройки исходных партнеров можно понять, если предположить, что они являются продуктами упругого обмена нуклонами между участниками реакции (с нулевым возбуждением).

На рис. 5 представлены в сравнении поперечные сечения образования в основном нейтронно-избыточных изотопов, полученных в двух изученных реакциях. Как видно из рисунка, обогащение зоны контакта нейтронным избытком мишени в реакции  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  приводит к заметному увеличению сечения образования крайне нейтронно-избыточных ядер-продуктов, особенно изотопов на границе нуклонной стабильности. Как следует из  $Q_{gg}$ -систематики (см. рис. 4), указанные ядра получают в процессах удаления множества протонов из ядра-снаряда, оставляя холодными обоих партнеров реакции.

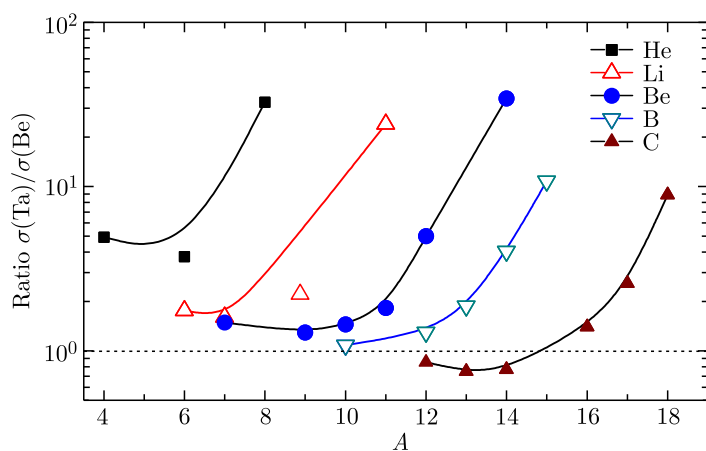


Рис. 5. Отношение поперечных сечений образования нейтронно-обогащенных снарядоподобных изотопов для легких элементов He, Li, Be, B и C, полученных в реакциях  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  ( $^9\text{Be}$ )

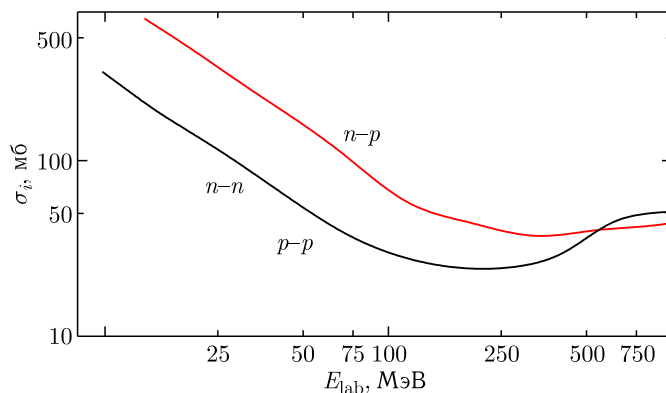


Рис. 6. Поперечные сечения свободных нуклон-нуклонных столкновений в зависимости от энергии в лабораторной системе координат [3, 6]

Столь заметное влияние добавочных нейтронов в зоне контакта на эффективность образования снарядоподобных нейтронно-избыточных ядер, получаемых в реакциях удаления протонов из ядра-снаряда, может свидетельствовать [3] о возрастающем по сравнению с  $n-n$ - и  $p-p$ -каналами вкладе квазисвободного  $n-p$ -канала рассеяния в согласии с функциональной зависимостью свободного рассеяния, как это изображено на рис. 6 [3, 6].

Из функциональной зависимости рассеяния свободных нуклонов (см. рис. 6) видно, что в диапазоне энергий до 200 МэВ/нуклон канал  $n-p$ -рассеяния по интенсивности превосходит  $p-p$ - и  $n-n$ -каналы более чем в три раза. Более высокая вероятность  $n-p$ -рассеяния по сравнению с компонентами  $n-n$  и  $p-p$  способствует более активному удалению протонов из ядра-снаряда  $^{18}\text{O}$ , которое и выражается в преимуществе выходов снарядоподобных ядер в изученной паре реакций. Выравнивание поперечных сечений упругого рассеяния при высоких бомбардирующих энергиях для каналов  $n-p$ ,  $n-n$  и  $p-p$  подтверждает наблюдаемое в экспериментах [2] ослабление преимущества канала  $n-p$ .

## 2. МОДЕЛЬНЫЙ КМД-АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для моделирования характеристик периферийных процессов в изученных реакциях в диапазоне энергии Ферми была привлечена модель квантово-молекулярной динамики (КМД) [7–9] и реализованный на ее базе вычислительный код [10]. Расширенный модельный КМД-анализ представлен в работе [11].

На рис. 7, а, б показаны результаты симуляции зарядовых распределений для серии диапазонов прицельных параметров столкновения (по мере возрастания), а также модельный расчет по полному диапазону параметров столкновения для обеих реакций. Для реакции на легкой мишени  $^9\text{Be}$  симуляции были выполнены по полному диапазону параметров столкновения  $b = 0-6$  фм ( $R_{\text{proj}} + R_{\text{tar}} = 5,36$  фм), а для тяжелой мишени  $^{181}\text{Ta}$  по диапазону, соответственно,  $b = 0-10$  фм ( $R_{\text{proj}} + R_{\text{tar}} = 9,44$  фм).

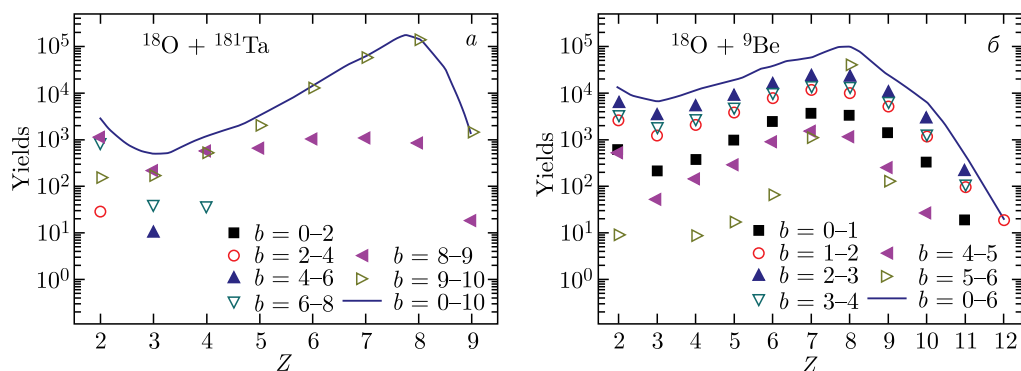


Рис. 7. Эволюция формы зарядовых распределений в зависимости от величины прицельных параметров столкновения для двух комбинаций снаряд–мишень: а)  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  и б)  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^9\text{Be}$ . Сплошной линией указана форма и позиции максимумов модельных зарядовых распределений продуктов ядерных реакций по полным диапазонам прицельных параметров

Из модельных оценок для тяжелой мишени  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  (прямая кинематика), представленных на рис. 7, а, следует, что расчет предсказывает парциальный вклад разных диапазонов прицельных параметров в выход продуктов как с атомными номерами вблизи и выше атомного номера ядра-снаряда, так и в области легчайших элементов. Так, продукты с атомными номерами  $Z \geq 5$  формируются в основном в периферийных столкновениях с  $b \geq 8$  фм, тогда как группа легчайших элементов с  $Z_{\text{frag}} = 2, 3, 4$  формируется в столкновениях с прицельными параметрами  $b = 2-8$  фм (ближе к центральным).

Для легкой системы  $^{18}\text{O} + ^9\text{Be}$  (обратная кинематика), представленной на рис. 7, б, видно, что продукты образуются в основном при столкновениях, характеризуемых диапазоном параметров столкновения  $b = 1-4$  фм. При этом интервал центральных столкновений ( $b = 0-1$  фм) формирует минимальный вклад в интегральное зарядовое распределение, повторяя тем не менее поведение формы зарядового распределения в неизменном виде. В модельных оценках наблюдается минимум в выходах продуктов

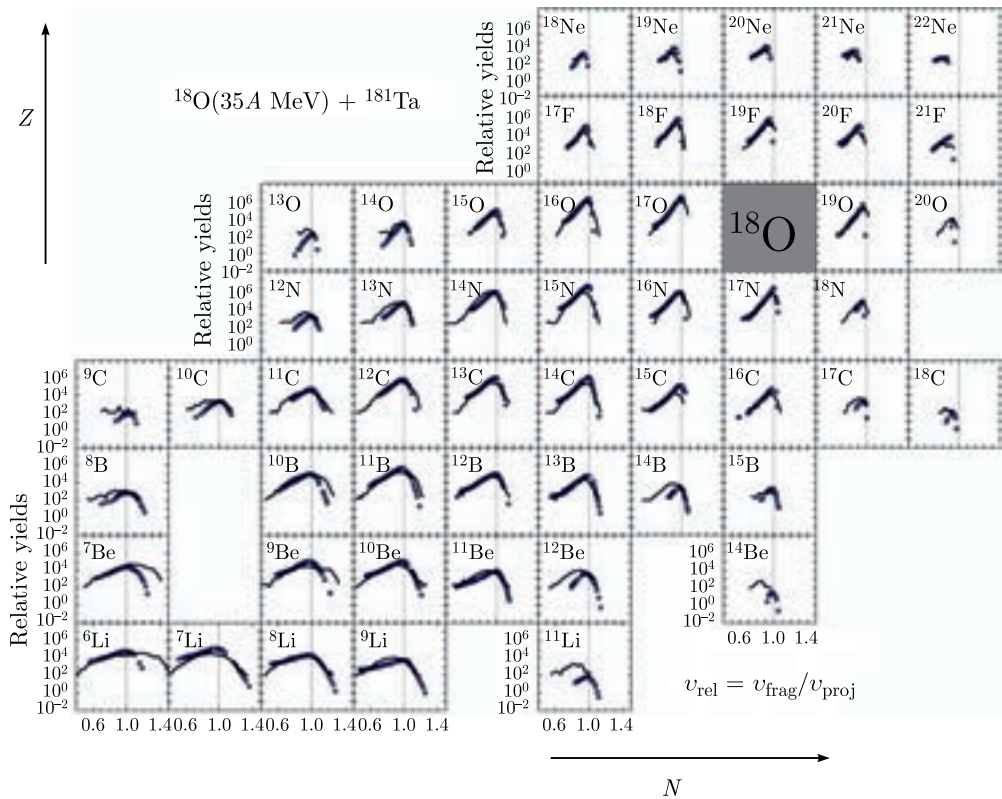


Рис. 8. Экспериментальные (квадраты) и модельные (кривые) относительные скоростные распределения для изотопов измеренной серии продуктов легких элементов с  $Z = 3-10$ , изученных в реакции  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$ , в сравнении. Для наглядности величины позиций максимумов экспериментальных и расчетных распределений выровнены по шкале ординат. Вертикальной прямой в клетках  $[Z, A]$  показаны скорости  $V_{\text{beam}}$  пучка  $^{18}\text{O}$



при  $Z = 3$ , тогда как в области  $Z = 4-8$  имеется тенденция плавного роста выхода с последующим быстрым спадом для  $Z > Z$  ядра-снаряда. Продукты с  $Z = 12$  соответствуют элементу полного слияния снаряда  $^{18}\text{O}$  и мишени  $^9\text{Be}$ . Малая величина такого процесса указывает, по-видимому, на малую вероятность слияния партнеров при энергии столкновения 35 МэВ/нуклон.

На рис. 8 в качестве примера представлены в сравнении расчетные результаты и экспериментальные скоростные распределения ( $v_{\text{rel}} = v_{\text{frag}}/v_{\text{proj}}$ ) для измеренной серии изотопов легких элементов с  $Z = 3-10$ , полученных в реакции  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$ .

Из рис. 8 видно, что ширины и позиции максимумов скоростных распределений для тяжелой системы  $^{18}\text{O}$  (35 МэВ/нуклон) +  $^{181}\text{Ta}$  удовлетворительно воспроизводятся модельными расчетами за исключением самых тяжелых (нейтронно-избыточных) изотопов Li, Be, B и C, для которых расчетные позиции максимумов дрейфуют к меньшим скоростям по сравнению с измеренными, т. е. неупругость расчетных спектров преувеличена, тогда как для легких протонно-избыточных изотопов Be, B, N и O дисперсия расчетных распределений возрастает по сравнению с измеренными.

КМД модельный расчет массовых и зарядовых экспериментальных распределений воспроизводит удовлетворительно и форму, и позицию максимумов [11].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разногласия между результатами модельного анализа по КМД и экспериментальными скоростными распределениями (наиболее представительной характеристикой изучаемых процессов), по-видимому, скорее указывают на значительный изъян в выборе ядерного потенциала взаимодействия. Потенциал Скирма, использованный в модели, не в состоянии воспроизвести наблюдаемое экспериментально более эффективное влияние нейтронной компоненты в зоне контакта взаимодействующих партнеров, а именно, усиление выхода нейтронообогащенных фрагментов при использовании мишени  $^{181}\text{Ta}$  с более высоким изотоп-спином. Для адекватного учета фактора наблюдаемого усиления выходов нейтронно-избыточных ядер (см. рис. 5), получаемых в реакциях упругого удаления протонов ( $Q_{gg}$ -фактор, см. рис. 4) из ядра мишени, по-видимому, потребуется перестройка основ ядерного потенциала. Реалистичный потенциал неизбежно должен учитывать трансформацию нуклон-нуклонных столкновений на квазиканалы  $n-p$ -,  $n-n$ - и  $p-p$ -рассеяния (см. рис. 6) в условиях низкой плотности в зоне контакта партнеров.

Значительные трудности с реалистичностью предсказаний, получаемых в модельных подходах, касаются недостаточности достоверных экспериментальных данных. Для создания адекватной теории данного процесса требуются систематические экспериментальные исследования в гораздо более широком диапазоне изменения  $N/Z$  взаимодействующих партнеров и их энергий, в которых можно было бы проследить динамику трансформации нуклон-нуклонных столкновений в периферийных реакциях между сложными ядрами.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Volkov V. V.* // Treatise on Heavy-Ion Science. V. 8 / Ed. D. A. Bromley. New York: Plenum Press, 1984. P. 101;

- Volkov V. V. Deep Inelastic Transfer Reactions — the New Type of Reactions between Complex Nuclei // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93–157.
2. Gelbke C. K., Olmer C. et al. Energy Dependence of Peripheral Reactions Induced by Heavy Ions // Phys. Rep. 1978. V. 42. P. 311.
  3. Harvey B. G. A Microscopic Calculation of Fragment Formation in Nucleus–Nucleus Collisions // Nucl. Phys. A. 1985. V. 444. P. 498–518;  
Koonin S. E. One-Body Nuclear Dynamics // Proc. of the Intern. School of Physics “Enrico Fermi”, Varena on Lake Como, 1979. P. 233–259.
  4. Artukh A. G., Gridnev G. F. et al. Wide Aperture Kinematic Separator COMBAS Realized on the Strong Focusing Principle // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 426. P. 605–617.
  5. Artukh A. G., Gridnev G. F. et al. Forward-Angle Yields of  $2 \leq Z \leq 11$  Isotopes in the Reaction of  $^{18}\text{O}$  (35A MeV) with  $^9\text{Be}$  // Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65. P. 393–399.
  6. Di Giacomo N. J. et al. Pauli Blocking and Fermi Motion Effects in Ion–Ion Collisions // Phys. Lett. B. 1981. V. 101. P. 383–386.
  7. Aichelin J., Bertsch G. F. Numerical Simulation of Medium Energy Heavy-Ion Reactions // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1730–1738.
  8. Bertsch G. F., Das Gupta S. A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy-Ion Collisions // Phys. Rep. 1988. V. 160. P. 189–233.
  9. Aichelin J. Quantum Molecular Dynamics — Dynamical Microscopic  $N$ -Body Approach to Investigate Fragment Formation and the Nuclear Equation of State in Heavy-Ion Reactions // Phys. Rep. 1991. V. 202. P. 233–360.
  10. Lukasik J., Majka Z. CHIMERA (Microscopic Approach to Heavy Ion Collisions at Intermediate Energies) // Acta. Phys. Polon. B. 1993. V. 24, No. 12. P. 1959–1980.
  11. Artukh A. G. et al. QMD Approach in Description of the  $^{18}\text{O} + ^9\text{Be}$  and  $^{18}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  Reactions at  $E_{\text{proj}} = 35A$  MeV // Acta Phys. Polon. B. 2006. V. 37, No. 6. P. 1875–1892.

Получено 27 июля 2020 г.