

УДК 539.173

## ИЗУЧЕНИЕ МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В РЕАКЦИИ $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{264}\text{Sg}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

© 2021 г. Е. И. Галкина<sup>1</sup>\*, Е. М. Козулин<sup>1</sup>, Г. Н. Княжева<sup>1</sup>, И. М. Иткис<sup>1</sup>, А. А. Богачев<sup>1</sup>, И. Н. Дятлов<sup>1</sup>, М. Чералу<sup>1</sup>, Д. Кумар<sup>1</sup>, Н. И. Козулина<sup>1</sup>, К. В. Новиков<sup>1</sup>, А. Н. Пан<sup>1,2</sup>, И. В. Пчелинцев<sup>1</sup>, И. В. Воробьев<sup>1</sup>, Х. Х. Трзаска<sup>3</sup>, С. Хеинц<sup>4</sup>, Б. Ломел<sup>4</sup>, И. Вардачи<sup>5,6</sup>, С. Спиноса<sup>5,6</sup>, А. Ди Нитто<sup>5,6</sup>, А. Пулчини<sup>5,6</sup>, С. Борчеа<sup>7</sup>, И. Харка<sup>7</sup>

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

<sup>2</sup>Институт ядерной физики, Лаборатория физики деления, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Университет Ювяскюля, Кафедра физики, Ювяскюля, Финляндия

<sup>4</sup>Центр исследования тяжелых ионов имени Гельмгольца, Дармштадт, Германия

<sup>5</sup>Неаполитанский университет “Федерико II”, Факультет физики “Э. Панчини”, Неаполь, Италия

<sup>6</sup>Национальный институт ядерной физики, Отделение в Неаполе, Неаполь, Италия

<sup>7</sup>Национальный институт физики и ядерной инженерии Хориа Хулубей, Бухарест-Мэгуреле, Румыния

\*E-mail: galkina.ei16@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Измерены массово-энергетические распределения фрагментов реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$ , ведущей к образованию  $^{264}\text{Sg}$  ( $Z = 106$ ), при энергиях налетающих ионов  $^{32}\text{S}$ , равных 165, 181 и 200 МэВ. В области симметричных масс ( $A_{CN}/2 \pm 20$ ) обнаружен вклад процесса квазиделения при энергиях как ниже, так и выше кулоновского барьера. При энергии 165 МэВ, соответствующей энергии возбуждения составного ядра  $^{264}\text{Sg}$  45 МэВ, была обнаружена высокоэнергетичная симметричная мода деления.

DOI: 10.31857/S036767652110015X

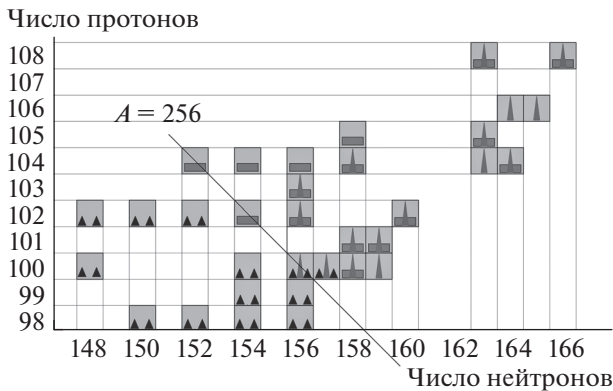
### ВВЕДЕНИЕ

Деление ядра – один из основных каналов распада возбужденных и нестабильных ядер. В настоящее время хорошо изучены свойства спонтанного и низкоэнергетического деления ядер вплоть до элемента с  $Z = 104$  [1]. Систематика результатов ранее проведенных экспериментальных исследований показывает, что для ядер актиноидов с  $Z = 90–102$  и  $A = 226–256$  асимметричное деление, обусловленное сильным влиянием сферических протонной  $Z = 50$  и нейтронной  $N = 82$  оболочек и деформированной нейтронной оболочки  $N = 88$ , преобладает как в спонтанном, так и в вынужденном делении при энергиях возбуждения до 30–40 МэВ [2, 3].

Для спонтанного и низкоэнергетического деления ядер с  $A > 256$  наблюдается явление бимодального деления (область Fm–Rf) [4]. Бимодальность означает сосуществование двух разных мод деления с симметричной массой, но с двумя разными характеристиками полной кинетической энергии (ТКЕ) в одном и том же ядре. Важно отметить, что бимодальное деление возникает для

изотопов Fm ( $Z = 100$ ) и более тяжелых элементов, когда два осколка деления находятся рядом со сферическими протонными ( $Z = 50$ ) и/или нейтронной ( $N = 82$ ) оболочками. Экспериментальные данные о массовых распределениях для спонтанного и низкоэнергетического деления ядер с  $Z > 98$  схематично показаны на рис. 1. Бимодальное деление было обнаружено для спонтанного и низкоэнергетического деления некоторых изотопов ядер Fm, Md, No, Rf, Db, Sg [5] и Hs [6].

Вышеупомянутое разнообразие свойств массового распределения осколков деления было объяснено в рамках теоретической концепции мультимодального деления ядер, в основе которой лежит представление о долиненной структуре поверхности потенциальной энергии в многомерном пространстве деформированного делящегося ядра. В соответствии с классификацией, предложенной Брозой [7], выделяют следующие моды деления: Superlong (S) симметричная мода, соответствующая жидкокапельной модели ядра; Standard I (SI) мода, обусловленная влиянием протонной  $Z = 50$  и нейтронной  $N = 82$  оболочек; Stan-



**Рис. 1.** Тип массового распределения осколков спонтанного и низкоэнергетического деления в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра для области ядер Cf–Hs. Дважды треугольниками обозначено асимметричное деление (моды SI + SII), вытянутым прямоугольником – симметричное деление (S мода), узким треугольником – высокоэнергетическое симметричное деление (SuperShort мода).

дard II (SII) мода, определяемая деформированными ядерными оболочками с  $Z \approx 54–56$  и  $N \approx 86$ ; и SuperShort мода (SS), проявляющаяся только тогда, когда легкие и тяжелые осколки деления близки по своему нуклонному составу к двойному магическому олову с  $Z = 50$  и  $N = 82$ .

Возникает вопрос, будут ли те же самые моды определять свойства деления более тяжелых ядер? К сожалению, экспериментальные данные по делению ядер с  $Z > 104$  очень скудны как для спонтанного, так и для вынужденного деления. Это связано с трудностями получения этих ядер.

Целью данной работы было изучения свойств деления возбужденного ядра  $^{264}\text{Sg}$  ( $Z = 106$ ), в частности проявление SuperShort моды в делении этого ядра. При симметричном делении этого ядра осколки будут иметь 53 протона и 79 нейтронов, т.е. близки по своему составу к магическому олову. Возбужденное составное ядро  $^{264}\text{Sg}$  было образовано в реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$ . Были изучены массово-энергетические распределения фрагментов реакции при энергиях вблизи кулоновского барьера с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был проведен в ускорительной лаборатории университета Ювяскюля (Финляндия) на пучках ионов  $^{32}\text{S}$  ускорителя K-130 при энергиях  $E_{lab}$ , равных 165, 181, 200 МэВ. Энергетическое разрешение пучка составило 1%, интенсивность пучка на мишени  $\sim 10–30$  нА. В качестве мишени был использован слой  $\text{ThF}_4$  100 мкг/см<sup>2</sup> (обогащение  $^{232}\text{Th}$  99.9%), напыленный на тонкую углеродную подложку ( $\sim 32$  мкг/см<sup>2</sup>).

Продукты реакции регистрировались с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET [8]. Каждое плечо спектрометра состоит из стартового и позиционно-чувствительного стопового детекторов, изготовленных на основе микроканальных пластин. Расстояние между стартовым и стоповым детектором каждого плеча – 30 см. Угол захвата каждого плеча составил  $\pm 15^\circ$  в плоскости реакции и  $\pm 9^\circ$  вне плоскости реакции. Плечи спектрометра были установлены симметрично относительно оси пучка под углами  $\pm 66^\circ$ , что соответствует углам  $\pm 90^\circ$  в системе центра масс. Такое расположение детекторов позволило регистрировать осколки с массовой асимметрией вплоть до соотношения масс тяжелого осколка к легкому  $M_H/M_L = 4$ .

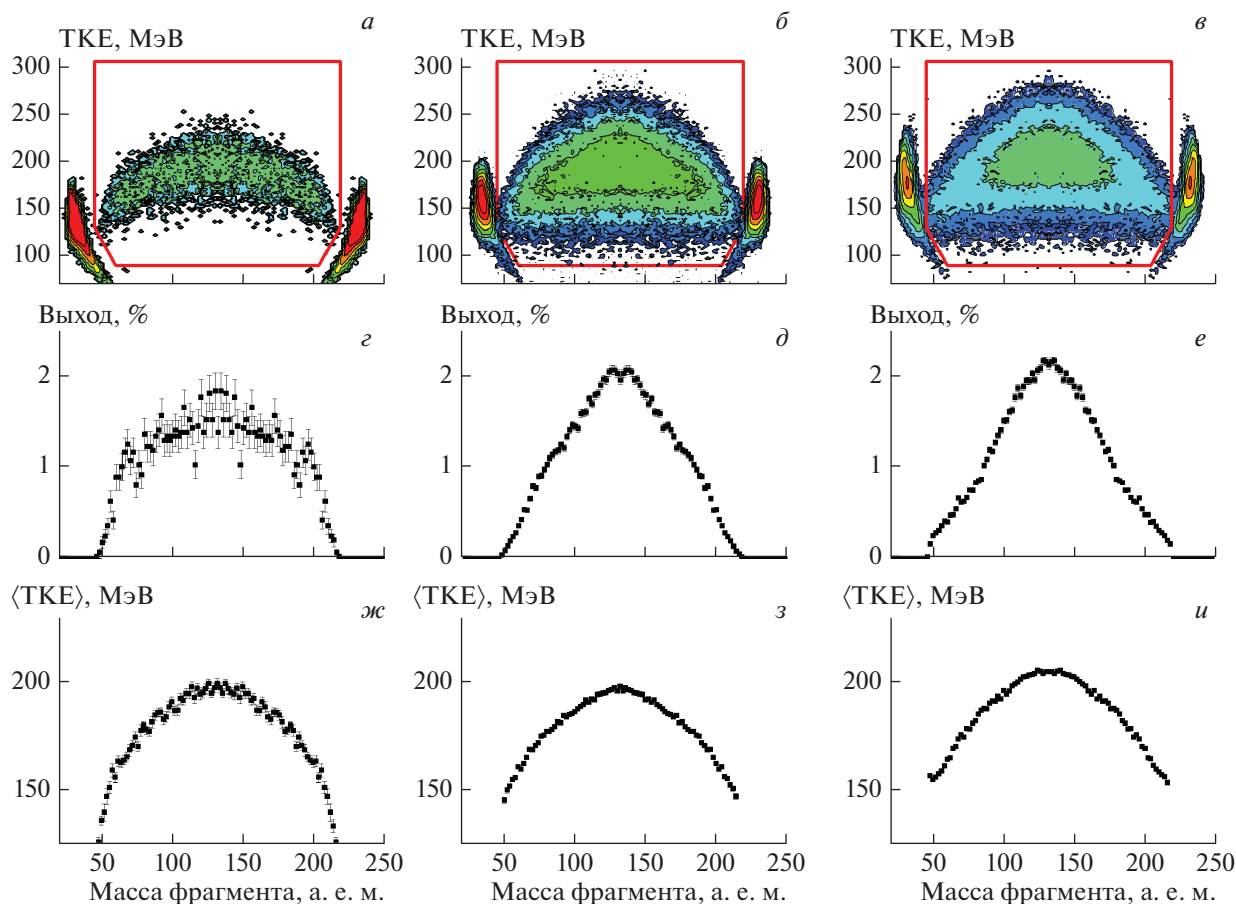
В данном эксперименте массовое разрешение спектрометра (ширина на полувысоте) составило  $\pm 2$  а. е. м, а энергетическое разрешение составило  $\pm 5$  МэВ.

## АНАЛИЗ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены измеренные массово-энергетические распределения продуктов реакций  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$  при энергиях налетающего иона  $^{32}\text{S}$ , равных 165, 181 и 200 МэВ, что соответствует энергиям возбуждения образующегося составного ядра  $E_{CN}^* = 45, 59$  и 75 МэВ.

На представленных двумерных матрицах ( $M; TKE$ ) (см. рис. 2а–2в) события упругого и квазиупругого рассеяния вблизи масс налетающего иона и ядра мишени и энергий вокруг энергии взаимодействия в системе центра масс хорошо отделяются от других каналов реакции. Значительная часть событий, расположенная между этими пиками, характеризуется большой передачей нуклонов и диссипацией энергии (события внутри контурной линии), что характерно для фрагментов, возникающих в процессах деления и квазиделения [9, 10].

Массовые распределения, а также значение средней кинетической энергии в зависимости от массы фрагмента для делительноподобных событий, образующихся в этой реакции, представлены на рис. 2г–2е и 2ж–2и, соответственно. Из рис. 2г–2е хорошо видно, что форма массового распределения делительноподобных фрагментов сильно изменяется при увеличении энергии взаимодействия от широкого плоского распределения при энергии 165 МэВ (на 15 МэВ ниже кулоновского барьера реакции) до симметричного распределения, близкого по форме к гауссовому, при энергии 200 МэВ (на 16 МэВ выше барьера). Однако, даже при  $E_{lab} = 200$  МэВ для асимметричных фрагментов с массами 44–80 а. е. м. и 184–220 а. е. м., наблюдается повышенный выход по сравнению с симметричным гауссовым распределением. Эти асимметричные фрагменты формируются вблизи за-



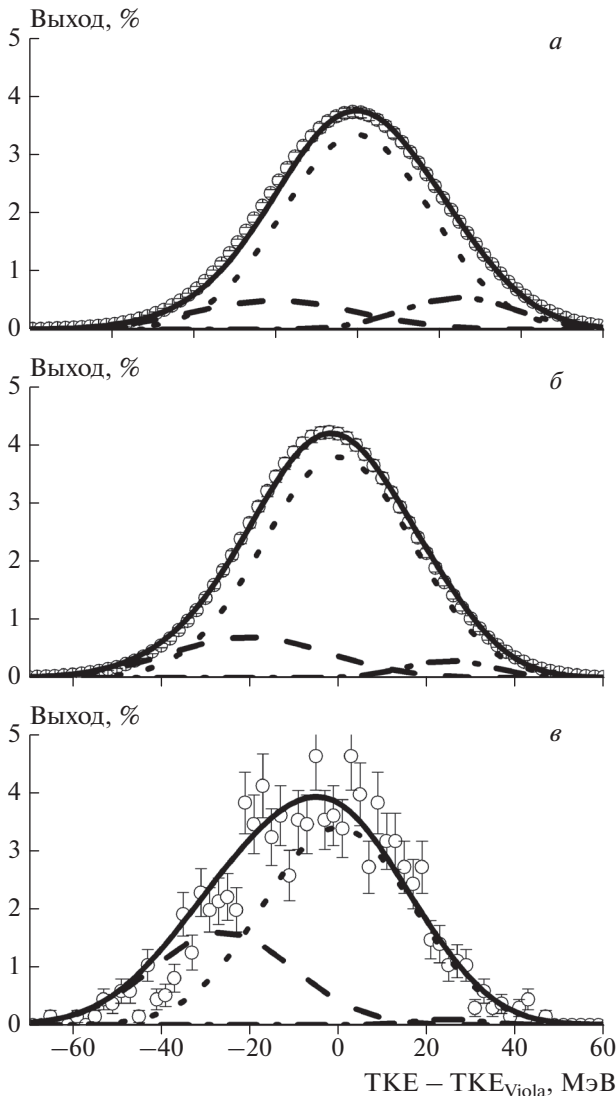
**Рис. 2.** Двухмерные распределения выходов фрагментов реакций  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$  в зависимости от их массы и полной кинетической энергии ( $M$ , ТКЕ) ( $a$ – $в$ ); массовые распределения фрагментов ( $з$ – $е$ ); зависимости средней кинетической энергии  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  ( $M$ ) ( $ж$ – $и$ ) при энергии взаимодействия 165 ( $a$ ,  $з$ ,  $ж$ ), 181 ( $б$ ,  $д$ ,  $з$ ) и 200 МэВ ( $в$ ,  $е$ ,  $и$ ).

мкнутых магических оболочек  $Z = 28$  и  $N = 50$  для легких фрагментов и  $Z = 82$  и  $N = 126$  для тяжелых фрагментов. Как было показано в работе [6] для очень близкой к изучаемой в данной работе реакции  $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ , ведущую к образованию  $^{274}\text{Nh}$ , эти фрагменты формируются в процессе асимметричного квазиделения. В этой работе также было показано, что процесс квазиделения доминирует даже при энергиях выше кулоновского барьера ( $\sim 70\%$ ).

Для того, чтобы оценить вклад деления составного ядра, образующегося в реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$ , в общее сечение реакции, были проанализированы энергетические распределения симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м. Также, как и в работе [6], мы предположили, что симметричные фрагменты могут образовываться в трех процессах – при делении составного ядра, а также при асимметричном и симметричном квазиделении. Поэтому энергетическое распределение было описано суммой из трех гауссовых распределений, соответствующих этим трем процессам. Для компоненты, описывающей деление составного ядра, было зафиксировано среднее значение

энергии согласно систематике Вайолы [11] и дисперсии согласно экспериментальной систематике для деления нагретых ядер [12]. На рис. 3а–3в показаны экспериментальные энергетические распределения фрагментов реакции при  $E_{lab} = 200$ , 181 и 165 МэВ, а также разложение этих распределений на три составляющих. Также, как и для реакции  $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ , вклад симметричного квазиделения растет, а асимметричного – падает с увеличением энергии взаимодействия. Такое поведение квазиделения в зависимости от энергии взаимодействия является типичным для реакций с деформированными ядрами [10]. Вклад процесса деления составного ядра  $^{264}\text{Sg}$  в область симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м. составляет  $\sim 72$ , 80 и 88% для энергии взаимодействия 165, 181 и 200 МэВ, соответственно.

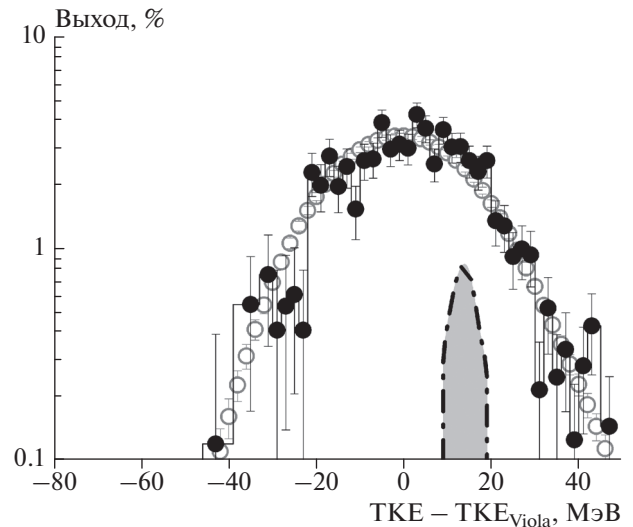
Однако вопрос о проявлении SuperShort моды в делении  $^{264}\text{Sg}$  все еще остается открытым. Следует отметить, что при энергии взаимодействия 165 МэВ составное ядро имеет возбуждения 45 МэВ. При такой энергии оболочечные эффекты начинают разрушаться, но все еще оказыва-



**Рис. 3.** Экспериментальные распределения полной кинетической энергии симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м., полученных в реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$  при энергии взаимодействия 200 (а), 181 (б) и 165 МэВ (в), а также разложения на компоненты, соответствующие процессам асимметричного квазиделения (пунктирная линия), симметричного квазиделения (штрих-пунктирная линия) и деления составного ядра (точечная линия).

ют влияние на формирование осколков деления. Следовательно, если имеется SuperShort мода в делении  $^{264}\text{Sg}$ , то она должна проявиться в энергетическом распределении осколков.

Как уже было отмечено выше, SuperShort мода была обнаружена в делении  $^{274}\text{Hs}$  ( $Z = 108$ ) при энергии возбуждения 35 МэВ, полученного в реакции  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$ . В энергетическом распределении симметричных фрагментов деления была обнаружена высокоэнергетическая компонента со средней энергией на  $\sim 16$  МэВ выше, чем для



**Рис. 4.** Экспериментальные распределения полной кинетической энергии симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м после вычитания компоненты, описывающей процесс квазиделения, при энергии возбуждения образованного составного ядра  $^{264}\text{Sg}$   $E_{CN}^* = 45$  (закрытые кружки) и 59 МэВ (открытые кружки). Вклад SuperShort моды обозначен штрих-пунктирной линией (закрашенная область).

симметричного деления, и дисперсией  $\sim 8$  МэВ (дисперсия для симметричной моды  $\sim 20$  МэВ) [6]. Вклад этой компоненты (SuperShort моды) составляет  $\sim 25\%$ . При энергии возбуждения 49 МэВ при делении  $^{274}\text{Hs}$  высокоэнергетической компоненты обнаружено не было.

Мы проанализировали энергетические распределения фрагментов деления  $^{264}\text{Sg}$  на наличие SuperShort моды при энергии возбуждения 45 и 59 МэВ более детально. Из экспериментальных распределений мы вычли компоненты, описывающие асимметричное и симметричное квазиделение. Полученные энергетические распределения для фрагментов деления  $^{264}\text{Sg}$  при энергии возбуждения 45 и 59 МэВ показаны на рис. 4. Из рис. 4 хорошо видно, что при энергиях 10–20 МэВ наблюдается повышенный выход при энергии возбуждения 45 МэВ по сравнению с 59 МэВ. Эта высокоэнергетическая компонента, показанная штрих-пунктирной линией на рис. 4, характеризуется средним значением на  $\sim 14$  МэВ выше, чем для симметричной моды и дисперсией  $\sim 7$  МэВ, т.е. по своим свойствам очень похожа на компоненту, обнаруженную в делении  $^{274}\text{Hs}$  при энергии возбуждения 35 МэВ. Вклад этой компоненты при энергии 45 МэВ составляет  $\sim 3\%$  и уменьшается с увеличением энергии возбуждения делящегося составного ядра. Такое поведение характерно для проявления оболочечных эффектов в делении составного возбужденного ядра. Таким образом эта высокоэнергетическая компонента может быть обусловлена

проявлением SuperShort моды в делении  $^{264}\text{Sg}$ . Как видно из рис. 1, SuperShort мода также была обнаружена в делении более нейтронообогащенных изотопов  $^{270,272}\text{Sg}$  [5].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Массово-энергетические распределения фрагментов реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{264}\text{Sg}$  при энергиях ниже и выше кулоновского барьера были измерены с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET. Было установлено, что значительная часть делительноподобных событий образуется в процессе квазиделения. Однако анализ энергетических распределений для симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м. показал, что вклад процесса деления составного ядра  $^{264}\text{Sg}$  в симметричную область составляет ~72, 80 и 88% для энергии взаимодействия 165, 181 и 200 МэВ, соответственно. В энергетическом распределении фрагментов деления  $^{264}\text{Sg}$  при энергии возбуждения 45 МэВ была обнаружена высокоэнергичная компонента, которая исчезает при более высокой энергии возбуждения. Эта высокоэнергичная компонента может быть обусловлена проявлением SuperShort моды в делении  $^{264}\text{Sg}$ .

Работа выполнена при поддержке лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, ОИЯИ; фонда Академии Финляндии; Национального института ядерной физики Италии; Немецкого иссле-

довательского фонда DFG (proj. nos. HE 5469/3-1; DE 2946/1-1).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schmidt K.H., Jurado B. // Rev. Prog. Nucl. Fiss. 2018. V. 81. No. 10. P. 6301.
2. Gonnwein F. In: Nuclear fission process. Boca Raton: CRC Press, 1991. P. 287.
3. Itkis M.G., Rusanov A.Ya. Proc. of the Conf. "Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei" (Sanibel Island, 1997). P. 182.
4. Hulet E.K., Wild J.F., Dougan R.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 313.
5. Itkis M.G., Kondratiev N.A., Kozulin E.M. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 3172.
6. Itkis M., Kozulin E.M., Itkis M.G. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. No. 064613.
7. Brosa U., Grossmann S., Muller A. // Phys. Rep. 1990. V. 197. P. 167.
8. Козулин М.Г., Богачев А.А., Иткус М.Г. и др. // ПТЭ. 2008. № 1. С. 51; Kozulin E.M., Bogachev A.A., Itkis M.G. et al. // Instr. Exp. Tech. 2008. V. 51. No. 1. P. 44.
9. Shen W.Q., Albinski J., Gobbi A. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 115.
10. Itkis M.G., Vardaci E., Itkis I.M. et al. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 204.
11. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1550.
12. Иткус М.Г., Русанов А.Я. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 389; Itkis M.G., Rusanov A.Ya. // Phys. Part. Nucl. 1998. V. 29. P. 160.

## Investigation of mass-energy distributions of fragments formed in the $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{264}\text{Sg}$ reaction at energies bellow and near the Coulomb barrier

E. I. Galkina<sup>a,\*</sup>, E. M. Kozulin<sup>a</sup>, G. N. Knyazheva<sup>a</sup>, I. M. Itkis<sup>a</sup>, A. A. Bogachev<sup>a</sup>, I. N. Diatlov<sup>a</sup>, M. Cheralu<sup>a</sup>, D. Kumar<sup>a</sup>, N. I. Kozulina<sup>a</sup>, K. V. Novikov<sup>a</sup>, A. N. Pan<sup>a,b</sup>, I. V. Pchelintsev<sup>a</sup>, I. V. Vorobiev<sup>a</sup>, W. H. Trzaska<sup>c</sup>, S. Heinz<sup>d</sup>, B. Lommel<sup>d</sup>, E. Vardaci<sup>e,f</sup>, S. Spinosa<sup>e,f</sup>, A. Di Nitto<sup>e,f</sup>, A. Pulcini<sup>e,f</sup>, C. Borcea<sup>g</sup>, I. Harca<sup>g</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Dubna, 141980 Russia

<sup>b</sup>Institute of Nuclear Physics, Laboratory of Fission Physics, Almaty, 480082 Kazakhstan

<sup>c</sup>University of Jyväskylä, Department of Physics, Jyväskylä, FIN-40014 Finland

<sup>d</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, 64291 Germany

<sup>e</sup>Universita degli Studi di Napoli "Federico II", Dipartimento di Fisica "E. Pancini", Napoli, 80126 Italy

<sup>f</sup>Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Napoli, Napoli, 80126 Italy

<sup>g</sup>Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest- Măgurele, 077125 Romania

\*e-mail: galkina.ei16@physics.msu.ru

The mass-energy distributions of fragments of the reaction  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$ , leading to the formation of  $^{264}\text{Sg}$  ( $Z = 106$ ), at energies of incident ions  $^{32}\text{S}$  165, 181 and 200 MeV were measured. In the region of symmetric masses ( $A_{CN}/2 \pm 20$ ), the contribution of the quasi-fission process was found at energies both below and above the Coulomb barrier. At an energy of 165 MeV, which corresponds to the excitation energy of the compound  $^{264}\text{Sg}$  nucleus of 45 MeV, a high-energy symmetric fission mode was found.