

## МАССОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И НУКЛЕОСИНТЕЗ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

*И. В. Панов* \*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Рассмотрена роль массового распределения продуктов деления в образовании тяжелых элементов. Подробно проанализированы две модели массового распределения продуктов деления: модель Кодамы–Такахаша с преимущественно асимметричным распределением и основанная на ядерной систематике модель с почти симметричным распределением продуктов деления, учитывающая нейтроны деления. Показано, что в сценарии слияния нейтронных звезд совпадение второго пика на расчетной кривой распространенности с наблюдениями достигается только при симметричном распределении продуктов деления и учете нейтронов деления.

Some models of fission fragment distribution utilized in nucleosynthesis calculations of heavy elements were considered. We examined two fission fragment distribution models: the Kodama–Takahashi model describing fission mainly into two remnants of different masses and the model of fission into remnants with close masses, taking into account fission neutrons and based on nuclear systematics. It was shown that for the r-process in ejecta from neutron star merger scenario, the better agreement with observation for the second peak of the abundance curve can be reached only when fission neutrons were taken into account and symmetric fission as well.

PACS: 26.30.Hj; 25.85.Ec; 97.80.–d; 97.60.Jd; 26.60.Gj

После классификации процессов нуклеосинтеза в середине XX в. [1] один из них был определен как г-процесс — быстрый процесс под действием нейтронов. Для его реализации было предложено много разных моделей, создающих условия для его протекания, связанных так или иначе со взрывами сверхновых. В конце текущего века после наблюдения химического состава в спектрах очень старых звезд и открытия идентичности относительной распространенности г-элементов в Солнечной системе и в старых звездах [2] взгляд на теорию принципиально изменился в связи с пониманием ошибочности представления о вторичности быстрого нуклеосинтеза под действием нейтронов по отношению к s-процессу. В последние годы пришло понимание, подтвержденное многочис-

---

\* E-mail: Igor.Panov@itep.ru

ленными исследованиями (см., например, [3]) и наблюдениями [4], что условия, необходимые для развития г-процесса, создаются преимущественно в джетах и в ветрах в конце эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд. В процессе первой регистрации гравитационных волн, возникающих при слиянии нейтронных звезд, и определения химического состава разлетающегося вещества после взрыва килоновой [4] были обнаружены г-элементы [4, 5]. И сегодня, хотя все возможности развития г-процесса в природе до конца не ясны, процесс слияния нейтронных звезд считается одним из основных реальных сценариев, в которых образуются тяжелые элементы.

В процессе слияния нейтронных звезд происходит выброс быстро расширяющегося и сильнонейтронизованного вещества, характеризующегося низкими значениями отношения электронов к протонам  $Y_e$ . В таком нейтроноизбыточном, расширяющемся и остывающем веществе температура быстро падает и реакции с заряженными частицами замораживаются, что и определяет область нуклеосинтеза — вблизи границы нейтронной стабильности. Распространенность продуктов нуклеосинтеза, образующихся в этой области тяжелых ядер, сильно зависит от используемых прогнозов ядерных масс, определяющих как границы области быстрого нуклеосинтеза, так и скорости реакций и времена бета-распада.

В сильном г-процессе, в котором на начальном этапе отношение числа нейтронов к зародышевым ядрам намного больше 100 и волна нуклеосинтеза доходит до области трансурановых ядер, становятся важными и другие прогнозируемые характеристики делящихся ядер, в том числе массовое распределение продуктов деления.

Вопрос о распределении продуктов деления в г-процессе стал актуальным в связи с пониманием важности деления для моделирования сильного г-процесса [6, 7]. В таком процессе, характерном для слияния нейтронных звезд, устанавливается квазистационарный ток, обеспечиваемый 100%-м делением ядер в области актиноидов и вовлечением продуктов деления опять в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер.

Можно определить показатель квазистационарности течения нуклеосинтеза как  $n_{fc} = \log_2(\sum Y_i^f / \sum Y_i^0)$ . При значениях  $n_{fc}$  порядка или больше единицы делению подвергнется большая часть первичных зародышевых ядер. При этом распределение вторичных зародышевых ядер — продуктов деления — сильно зависит от модели их распределения, оказывая влияние на формирование количества ядер, в первую очередь, в области второго пика. Однако существующие модели массового распределения продуктов деления (см., например, [8] и ссылки в ней) были созданы на основе немногочисленных экспериментально изученных распределений, которых недостаточно для построения глобальной модели. Прогнозирование массового распределения продуктов деления (МРПД) для экзотических тяжелых ядер, не изученных экспериментально, требует или построения новых моделей, или экстраполяции существующих в далеко не изученную область. Разные модели дают

для короткоживущих нейтроноизбыточных ядер сильно различающиеся прогнозы массового распределения продуктов деления, в частности, по симметрии распределения, количеству мгновенных нейтронов деления и ширин распределения. Одна из моделей распределения продуктов деления [9], широко используемая в расчетах  $\gamma$ -процесса, не учитывает нейтроны деления и прогнозирует для большинства ядер, в том числе для актинидов, образование двух осколков существенно разных масс. Эта модель сравнивается с другой бинарной моделью распределения [6], предполагающей преимущественное формирование одного из осколков массой  $A \sim 130$  [10] и учитывающей мгновенные нейтроны деления, что важно для области сильнонейтроноизбыточных актинидов, образующихся в  $\gamma$ -процессе. Модифицированная позднее [11], эта модель массового распределения продуктов деления FFDn (Fission Fragments Distribution, with Neutrons) учитывает нейтроны деления на основе ядерной систематики. Проведенные с ее помощью расчеты  $\gamma$ -процесса [12, 13] показали хорошее согласие полученных результатов по распространенности тяжелых элементов с данными наблюдений. В последние годы разрабатывались еще две модели — GEF [14] на основе метода Монте-Карло, развиваемая Шмидтом с сотрудниками на смену более ранней модели ABLA [15], и модель SPY [16], основанная на модификации известной модели Уилкинса [17]. Сравнение влияния этих моделей МРПД на распространенность тяжелых ядер [18–20] показало, что поведение зависимости распространенности тяжелых ядер от модели МРПД изучено недостаточно, и выявлен ряд их недостатков. Так, при применении моделей GEF и SPY в расчетах нуклеосинтеза [21] второй пик описывается не очень хорошо, возможно, из-за недостаточного учета мгновенных нейтронов деления, наличие которых уменьшает массу продуктов деления и улучшает согласие теоретической распространенности элементов второго пика и наблюдений.

Как недавно было показано [19], разные МРПД приводят к достаточно сильным различиям в распространенности тяжелых элементов, образующихся в основном  $\gamma$ -процессе в области ядер  $140 < A < 160$ , и форме пиков, особенно  $A_2 \sim 130$ .

В настоящей работе для двух моделей МРПД с различной параметризацией проанализированы основные параметры, влияющие на распределение продуктов деления и на распространенность элементов в  $\gamma$ -процессе. Рассмотренные нами варианты модели МРПД FFDn [11] различаются функциями, описывающими распределение, параметрами фитурующей функции и учитываемым количеством нейтронов деления, меняющимся от 2 для экспериментально известных ядер до 20 для изотопов сверхтяжелых элементов на границе нейтронной стабильности. Отметим, что предварительные результаты других авторов [22] подтверждают прогнозируемое нами максимальное число нейтронов деления для сильнонейтроноизбыточных изотопов сверхтяжелых элементов [11, 23] в области ядер с  $Z \approx 110$ ,  $A \geq 300 - \nu_n \approx 20$ . Вторая рассмотренная

модель — это модифицированная модель Кодама–Такахаши (КТ-М), отличающаяся от оригинальной модели распределения продуктов деления (КТ) [9] учетом числа мгновенных нейтронов деления согласно модели FFDn.

Отметим, что модели МРПД, учитывающие мгновенные нейтроны деления, — феноменологическая модель FFDn [11] в параметризации, как в работе [8], и ABLA-модель [15] (см. рис. 10 в [8]) — приводят к близким значениям  $Y_A$ . Они сходным образом описывают МРПД для большого числа изотопов. В настоящее время на смену модели ABLA разработана полуэмпирическая модель GEF [14].

Напомним характерные особенности модели FFDn, подробно описанные ранее [11]: 1) переход от асимметричного деления к симметричному осуществляется при  $A > 260$ ; 2) число нейтронов деления определяется на основе известных экспериментальных данных и увеличивается линейно с ростом  $(N-Z)$  и  $A$ ; 3) распределение по  $Z$  не вводилось, заряд продуктов деления определялся, как в работах [6, 11], согласно модели [10]. С целью выявления влияния каждого из параметров модели на форму и положение пиков на кривой распространенности тяжелых элементов для двух моделей были рассмотрены различные варианты массового распределения FFDn с разной полушириной и разным максимальным числом мгновенных нейтронов деления с сохранением систематики (рис. 1). Из этих графиков видно, что испарение нейтронов осколками деления идет интенсивнее в нейтроноизбыточных продуктах деления, что приводит к уменьшению полуширин распределения и сдвигу максимумов в сторону меньших значений  $A$  (кривые 1, 4). Искусственное уменьшение числа мгновенных нейтронов деления (кривые 2, 3), в свою

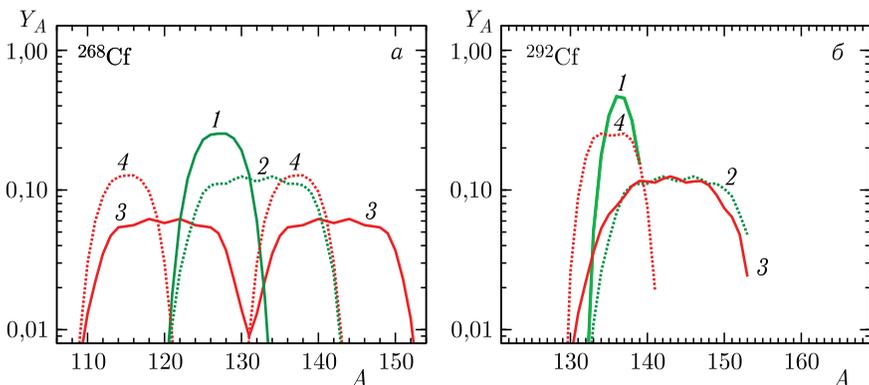


Рис. 1. Массовое распределение продуктов деления для  $^{268}\text{Cf}$  (а) и  $^{292}\text{Cf}$  (б) согласно моделям: FFDn с числом нейтронов, пропорциональным заряду и числу нейтронов  $2 < \nu_n(Z, A-Z) < 20$  (1) и  $\nu_n \sim 3$  (2); КТ-М с учетом нейтронов деления (4) и оригинальной модели (КТ) [9] без учета нейтронов деления (3)

очередь, приводит к сдвигу пиков на кривых распределения продуктов деления в область бóльших значений массового числа  $A$  в обеих моделях.

Чтобы исключить влияние сценария, мы рассмотрели  $g$ -процесс только как слияние нейтронных звезд, используя для расчета нуклеосинтеза код SYNTHeR [19] и параметры эволюции джетов нейтроноизбыточного вещества, полученные в сценарии СНЗ [23].

В расчетах основного  $g$ -процесса, рассматриваемого в настоящей работе, для масс и барьеров деления мы учитывали прогнозы обобщенной модели Томаса–Ферми с поправкой Струтинского (ETFSI-Q) [25], общепринятые скорости реакций [8, 26] и три моды деления: спонтанное деление, запаздывающее и вынужденное [8, 12, 27]. Мы также учитывали эмиссию нейтронов как при бета-распаде, так и в результате деления.

На рис. 2 показана структура МРПД для вариантов модели FFDn (кривые 1 и 2), полученная интегрально как сумма выходов продуктов деления за весь период протекания нуклеосинтеза. Кривые 3 и 4 передают роль мгновенных нейтронов деления для распределения КТ-М. Видно, что это распределение в основном описывает деление на два осколка разной массы (асимметричное деление). Деление на два осколка примерно равной массы (симметричное деление) составляет малую долю, и его роль незначительна. В обоих случаях (с учетом мгновенных нейтронов и без него) модель КТ-М не позволяет добиться хорошего согласия с наблюдениями для ядер, формирующих пик  $A_2 \sim 130$ . Применение модели FFDn [11], поскольку деление происходит преимущественно в области трансурановых элементов с  $A > 260$ , приводит в основном к симметричному делению (кривые 1 и 2).

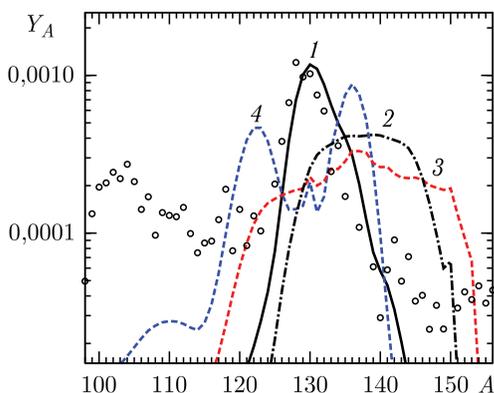


Рис. 2. Распределение вторичных зародышевых ядер  $Y_A$  в зависимости от модели (обозначения кривых см. в подписи к рис. 1)

Результаты расчетов распространенности тяжелых элементов в модели МРПД приведены на рис. 3. В процессе деления синтезированных в  $g$ -процессе актинидов и трансактинидов образуются ядра — продукты

деления с массовым числом  $100 < A < 160$ , структура распределения которых показана на рис. 2. Поэтому наиболее сильно различающиеся прогнозы МРПД влияют на распространенность тяжелых элементов в области кадмиевого и редкоземельного пиков. На рис. 3 хорошо видно, что наиболее сильно массовая структура распределения ядер — продуктов деления влияет на  $Y_A$  в области второго пика, расположение которого и форма заметно лучше согласуются с наблюдениями при использовании модели FFDn, учитывающей нейтроны деления (кривая 1). В случае введения в модель КТ-М множественности нейтронов деления  $\nu_n$ , число которых рассчитывалось в рамках развитого нами ранее приближения [11], согласие с наблюдениями значительно улучшается (кривая 4). Заниженное число мгновенных нейтронов деления в обеих моделях приводит к заметному ухудшению описания второго пика по сравнению с наблюдениями (кривые 2, 3), а учет нейтронов деления по схеме модели FFDn приводит к лучшему воспроизведению кадмиевого пика для распределения, описываемого моделью КТ (кривая 4).

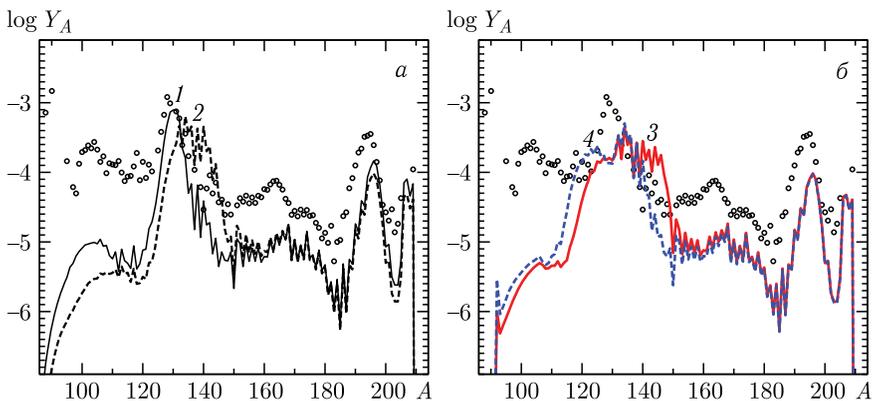


Рис. 3. Зависимость распространенности тяжелых элементов от используемой модели массового распределения продуктов деления (обозначения кривых см. в подперице к рис. 1)

Результаты проведенных расчетов распространенности химических элементов, образованных в г-процессе (см. рис. 3), подтвердили сильную зависимость величины  $Y_A$  от модели МРПД, обсуждавшейся нами ранее в рамках другого сценария [19]. В рассмотренном в настоящей работе сценарии [23] зависимость от множественности нейтронов оказалась сильнее, чем от других параметров моделей. Максимальное расхождение распространенности тяжелых ядер, полученное по разным моделям, достигалось в области  $100 < A < 150$ , а не в диапазоне 140–169 [19] и прямо согласуется как с распределением продуктов деления согласно

рассмотренным моделям (см. рис. 1), так и с формированием вторичных зародышевых ядер (см. рис. 2).

В заключение можно сказать, что в рамках описываемого сценария слияния нейтронных звезд и рассмотренных глобальных моделей МРПД [9, 11], различающихся шириной распределения, количеством мгновенных нейтронов деления и областями ядер, подверженных симметричному и асимметричному делению, влияние модели МРПД на образование широкого диапазона ядер значительно. Из сравнения результатов нуклеосинтеза с разными моделями МРПД [22] очевидно, что «наблюдаемая» кривая  $Y_A$  описывается лучше в случае: 1) учета нейтронов деления; 2) использования модели МРПД, прогнозирующей в основном симметричное распределение осколков деления. Это физически обосновано, поскольку основной канал деления в  $r$ -процессе — это вынужденное деление [7, 11, 13, 15, 27], а, как известно [28], МРПД при вынужденном делении существенно отличается от МПРД при спонтанном делении и в основном симметрично.

Зависимость распространенности  $Y_A$  от множественности нейтронов деления для образующихся элементов кадмиевого пика оказалась сильнее, чем от других ядерных характеристик. Поэтому усилия для учета количества нейтронов деления наравне с моделированием массы и заряда продуктов деления актуальны и необходимы, как и дальнейшее развитие существующих и новых моделей.

Авторы приносят благодарность Ф.-К. Тилеманну и М. Эйхлеру за полезные обсуждения физических процессов, влияющих на формирование пиков на кривой распространенности тяжелых ядер.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-12-00061).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Burbridge E. M. et al.* Synthesis of the Elements in Stars // *Rev. Mod. Phys.* 1957. V. 29. P. 547–650.
2. *Snedden C. et al.* Evidence of Multiple  $r$ -Process Sites in the Early Galaxy: New Observations of CS 2289220521 // *Astrophys. J. Lett.* 2000. V. 533. P. L139–L142.
3. *Thielemann F.-K. et al.* Neutron Star Mergers and Nucleosynthesis of Heavy Elements // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2017. V. 67. P. 253–276.
4. *Tanvir N. R. et al.* The Emergence of a Lanthanide-Rich Kilonova Following the Merger of Two Neutron Stars // *Astrophys. J. Lett.* 2017. V. 848. P. L27–L35.
5. *Watson D. et al.* Identification of Strontium in the Merger of Two Neutron Stars // *Nature.* 2019. V. 574. P. 497–506.
6. *Panov I. V., Thielemann F.-K., Freiburghouse C.* Could Fission Provide the Formation of Chemical Elements with  $A < 120$  in Metal-Poor Stars? // *Nucl. Phys. A.* 2001. V. 688. P. 587–589.

7. *Panov I. V., Thielemann F.-K.* Final r-Process Yields and the Influence of Fission: The Competition between Neutron-Induced and Beta-Delayed Fission // Nucl. Phys. A. 2003. V. 718. P. 647–649.
8. *Panov I. V. et al.* Neutron-Induced Astrophysical Reaction Rates for Translead Nuclei // Astron. Astrophys. 2010. V. 513. P. A61.
9. *Kodama T., Takahashi K.* r-Process Nucleosynthesis and Nuclei Far from the Region of  $\beta$ -Stability // Nucl. Phys. A. 1975. V. 239, No. 3. P. 489–510.
10. *Smirenkin G. N., Itkis M. G.* Symmetric and Asymmetric Fission of Nuclei Lighter than Radium // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 243c–260c.
11. *Панов И. В., Корнеев И. Ю., Тилеманн Ф.-К.* r-процесс в области трансурановых элементов и вклад продуктов деления в нуклеосинтез ядер с  $A \leq 130$  // Письма в Астрон. журн. 2008. Т. 34. С. 213–221.
12. *Корнеев И. Ю., Панов И. В.* Вклад деления в нуклеосинтез тяжелых элементов в астрофизическом r-процессе // Письма в Астрон. журн. 2011. Т. 37. С. 930–939.
13. *Панов И. В., Долгов А. Д.* Влияние моделей спонтанного деления на образование ядер космохронометров в r-процессе // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 446–449.
14. *Schmidt K.-H., Jurado B.* Global View on Fission Observables — New Insights and New Puzzles // Phys. Proc. 2012. V. 31. P. 147–157.
15. *Kelic A. et al.* Cross Sections and Fragment Distributions from Neutrino-Induced Fission on r-Process Nuclei // Phys. Lett. B. 2005. V. 616, No. 1–2. P. 48–58.
16. *Panebianco S. et al.* Role of Deformed Shell Effects on the Mass Asymmetry in Nuclear Fission of Mercury Isotopes // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. 064601.
17. *Wilkins B. D., Steinberg E. P., Chasman R. R.* Scission-Point Model of Nuclear Fission Based on Deformed-Shell Effects // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 1832–1863.
18. *Korobkin O. et al.* On the Astrophysical Robustness of the Neutron Star Merger r-Process // MNRAS. 2012. V. 426. P. 1940–1949.
19. *Eichler M. et al.* The Role of Fission in Neutron Star Mergers and Its Impact on the r-Process Peaks // Astrophys. J. 2015. V. 808. P. 30–42.
20. *Goriely S.* The Fundamental Role of Fission during r-Process Nucleosynthesis in Neutron Star Mergers // Eur. Phys. J. A. 2015. V. 51. P. 22.
21. *Goriely S. et al.* New Fission Fragment Distributions and r-Process Origin of the Rare-Earth Elements // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. 242502.
22. *Lemaître J.-F. et al.* Fission Fragment Distributions and Their Impact on the r-Process Nucleosynthesis in Neutron Star Mergers // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. 025806.
23. *Панов И. В.* Массовое распределение продуктов деления и распространенность тяжелых ядер, образованных в r-процессе // ЯФ. 2021. Т. 84. С. 436–446.
24. *Freiburghaus C., Rosswog S., Thielemann F.-K.* r-Process in Neutron Star Mergers // Astrophys. J. Lett. 1999. V. 525. P. L121–L124.
25. *Pearson J. M., Nayak R. C., Goriely S.* Nuclear Mass Formula with Bogolyubov-Enhanced Shell-Quenching: Application to r-Process // Phys. Lett. B. 1996. V. 387. P. 455–459.

26. *Möller P., Pfeiffer B., Kratz K.-L.* New Calculations of Gross  $\beta$ -Decay Properties for Astrophysical Applications: Speeding-Up the Classical r-Process // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. 055802.
27. *Панов И. В. и др.* Влияние скорости спонтанного деления на выход сверхтяжелых элементов в r-процессе // *Письма в Астрон. журн.* 2013. Т. 39. С. 173–184.
28. *Vandenbosch R., Huizeng J. R.* Nuclear Fission. New York; London: Acad. Press, 1973. 179 p.