Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 8, с. 504 – 507

Влияние моделей спонтанного деления на образование ядер-космохронометров в r-процессе

И. В. Панов[+*×1)], *А. Д. Долгов*[×○∇]

[+]*Институт теоретической и экспериментальной физики им. Алиханова, 117218 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[×]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[○]*Dipartimento di Fisica, Università di Ferrara, and INFN, I-44124 Ferrara, Italy*

[∇]*МФТИ, Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 3 сентября 2013 г.

В работе рассмотрена зависимость выходов ядер-космохронометров от модели спонтанного деления. Показано, что прогнозы скоростей спонтанного деления, базирующиеся на феноменологической модели, полученной на основе расчетов скоростей спонтанного деления сверхтяжелых ядер по макроскопически-микроскопической модели, находятся в хорошем согласии с наблюдениями.

DOI: 10.7868/S0370274X13200022

Тяжелые ядра за железным пиком образуются в природе в основном за счет реакций нейтронного захвата и последующего бета-распада. Анализ кривой распространенности элементов в солнечной системе показывает [1], что синтез элементов тяжелее железа под действием нейтронов происходит в двух разных процессах, характеризующихся различными условиями. Первый из них – s-процесс (от англ. *slow* – медленный) – имеет место, когда скорости β-распада значительно превосходят скорости (n,γ)-реакций: $\lambda_\beta \gg \lambda_{n\gamma}$ (при плотности нейтронов $n_n \sim 10^{16}$ см$^{-3}$).

Второй – r-процесс (от англ. *rapid* – быстрый) – протекает в условиях, характеризующихся высокими значениями плотности нейтронов и температуры, такими, что $\lambda_\beta \ll \lambda_{n\gamma}$. Ядра, участвующие в таком нуклеосинтезе, имеют значительный избыток нейтронов и малое время жизни.

В природе существуют по крайней мере два типа сценариев r-процесса [2], различающиеся значениями важного для такого процесса параметра R_n. Последний определяется отношением количеств свободных нейтронов и зародышевых ядер на начало r-процесса.

"Основной r-процесс" ($R \gg R_n \approx 10{-}15$) отвечает за формирование элементов второго пика на кривой распространенности ($A \sim 130$) и более тяжелых элементов. "Дополнительный", или "слабый" r-процесс ($R < R_n$) образует часть тяжелых ядер, имеющих массовое число $A = 130$.

Ядра всех химических элементов, участвующих в процессе быстрого нуклеосинтеза под действием нейтронов (r-процессе), захватывают нейтроны путем радиационного захвата до тех пор, пока скорость фотодиссоциации не станет равной скорости захвата нейтрона. Находящиеся в статистическом равновесии с нейтронами нейтроноизбыточные ядра испытывают бета-распад, приводящий к образованию нового химического элемента с таким же или меньшим (если происходит эмиссия запаздывающих нейтронов) массовым числом. Для трансурановых ядер появляется еще один канал бета-распада. Это запаздывающее деление, которое конкурирует с эмиссией запаздывающих нейтронов. Запаздывающее деление важно для понимания процесса остановки или ветвления r-процесса в трансурановой области.

Одним из важнейших вопросов в исследовании r-процесса является понимание характера нуклеосинтеза в области трансурановых ядер, где деление препятствует прохождению волны нуклеосинтеза в области актинидов и образованию сверхтяжелых элементов. Учет деления приводит к изменению выходов актинидов, в частности ядер-космохронометров, а следовательно, и к изменению возраста Галактики, определяемого методом изотопных отношений.

После появления результатов наблюдений распространенности химических элементов в очень старых звездах низкой металличности

[1)] e-mail: igor.panov@itep.ru

[3] (см., например, Снеден и др., 2000) стало очевидным, что по крайней мере в одном из реализующихся в природе сценариев r-процесса характерное время протекания быстрого нуклеосинтеза τ_r больше времени τ_f достижения волной нуклеосинтеза области делящихся ядер. В результате за счет высоких скоростей деления происходит возвращение r-процесса в область ядер-продуктов деления с установлением квазистационарного тока ядер при количестве циклов $n_{\rm cycl} = \log_2(Y_{\rm fin}/Y_{\rm init}) \geq 1$.

Когда волна нуклеосинтеза в r-процессе, движимая чередующимися многократными захватами нейтронов и бета-распадами, достигает области актинидов, нуклеосинтез более тяжелых ядер приостанавливается за счет деления.

Процесс деления становится важным для астрофизических сценариев, в которых реализуются условия для протекания основного r-процесса, когда скорости нейтронного захвата, определяемые произведением сечений, плотности и фракции нейтронов ($\langle\sigma_{nf} v\rangle n_n Y_n$), конкурируют со скоростью запаздывающего деления $\lambda_{\beta df}$ и превосходят скорость бета-распада.

Важность для нуклеосинтеза этого обсуждавшегося ранее [4] процесса была осознана только в последние годы [5]. В ряде астрофизических сценариев скорость вынужденного деления трансурановых изотопов бывает настолько велика, что превосходит скорость бета-распада даже вблизи линии нейтронной стабильности, уступая, возможно, только скорости спонтанного деления для узкой области трансактинидов.

В последние годы увеличился интерес и к сверхтяжелым элементам (СТЭ). Это произошло благодаря не только прогрессу в экспериментах по изучению все новых ядер на подступах к области стабильности и новым методикам поисков СТЭ в природе [6], но и новым расчетам скоростей радиационного захвата нейтронов и основных реакций деления для большого числа СТЭ (см., например, [7] и цитируемую там литературу). Последнее позволяет приступить к исследованиям протекания r-процесса в области трансактинидов.

В результате заметного прогресса как в развитии моделей основного r-процесса, так и в прогнозировании ядерных данных для короткоживущих нейтроноизбыточных актинидов, в области которых идет r-процесс, появились возможности не только изучить процесс образования сверхтяжелых ядер, но и проанализировать влияние ядерных данных на образование тяжелых и сверхтяжелых ядер [8–10].

Среди прогнозов скоростей деления наименее точны прогнозы скоростей спонтанного деления. Это не касается, возможно, лишь скоростей спонтанного деления для области сверхтяжелых элементов, рассчитанных [11] на основе макроскопически-микроскопической модели для ряда изотопов сверхтяжелых элементов с четным $Z > 100$. В предыдущих наших работах [9, 10] для прогнозирования скоростей спонтанного деления использовались разные модели. Определено, что хотя вклад спонтанного деления в общее количество делений невелик [12] и практически не влияет на образование большинства тяжелых ядер легче изотопов платинового пика, выход сверхтяжелых ядер сильно зависит от применяемой в расчетах r-процесса модели спонтанного деления.

Как оказалось, выход ядер-космохронометров, в первую очередь ^{235,238}U, ^{232}Th и ^{244}Pu, используемых для определения возраста Вселенной [13], еще сильнее зависит от применяемой в расчетах нуклеосинтеза модели спонтанного деления. Чтобы прояснить этот вопрос, были проведены расчеты нуклеосинтеза в одном сценарии, но с использованием прогнозов скоростей спонтанного деления, полученных на основе разных моделей.

Для определенности был рассмотрен только один сценарий – процесс слияния нейтронных звезд [14]. Он приводит к выбросу части сильно нейтронизованного вещества. При разлете и остывании в последнем реализуются все необходимые для протекания r-процесса условия. Избыток нейтронов таков, что не только образуются элементы 3-го пика, но и за счет деления происходит выход на квазистационарный режим r-процесса. Продукты деления опять вовлекаются в процесс нуклеосинтеза в качестве зародышевых ядер, обеспечивая замкнутый ток ядер. Для упрощения рассмотрения в данной работе применяется только один согласованный набор прогнозируемых ядерных данных, основанный главным образом на использовании масс и барьеров деления, полученных в рамках обобщенной модели Томаса–Ферми с поправкой Струтинского [15, 16].

Для определения конечных выходов ядер-космохронометров (тория, урана и плутония) рассмотрим четыре модели спонтанного деления.

Предложенные нами [10, 17] аппроксимации скоростей спонтанного деления основаны на зависимости логарифма скорости спонтанного деления от величины барьера деления. Они были получены методом наименьших квадратов. Это аппроксимация, основанная на экспериментальных данных по барьерам деления B_f:

$$\mathrm{Lg}(\lambda_{sf}) = (33.3–7.77)B_f^{\mathrm{exp}}, \qquad (1)$$

и аппроксимация, полученная на основе прогнозов величин B_f, сделанных с помощью обобщенной модели Томаса–Ферми (etfsi) [15, 16]:

$$\mathrm{Lg}(\lambda_{sf}) = (50.127–10.145)B_f^{\mathrm{etfsi}}. \qquad (2)$$

Для трансактинидов использовались также расчеты периодов спонтанного деления [11] на основе макроскопически-микроскопической модели [18].

В отличие от феноменологических моделей, основанных на зависимости времени спонтанного деления от параметра делимости, макроскопически-микроскопическая модель учитывает оболочечные эффекты. Она показывает рост времени жизни T_{sf} относительно спонтанного деления для ядер, близких к "острову стабильности" в области сверхтяжелых элементов. Здесь барьеры деления сильно увеличиваются, особенно относительно энергии связи нейтрона в ядре, при увеличении нейтронного избытка и в области замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$. Их значения близки к значениям T_{sf}, измеренным для ряда изотопов сверхтяжелых элементов в экспериментах [19].

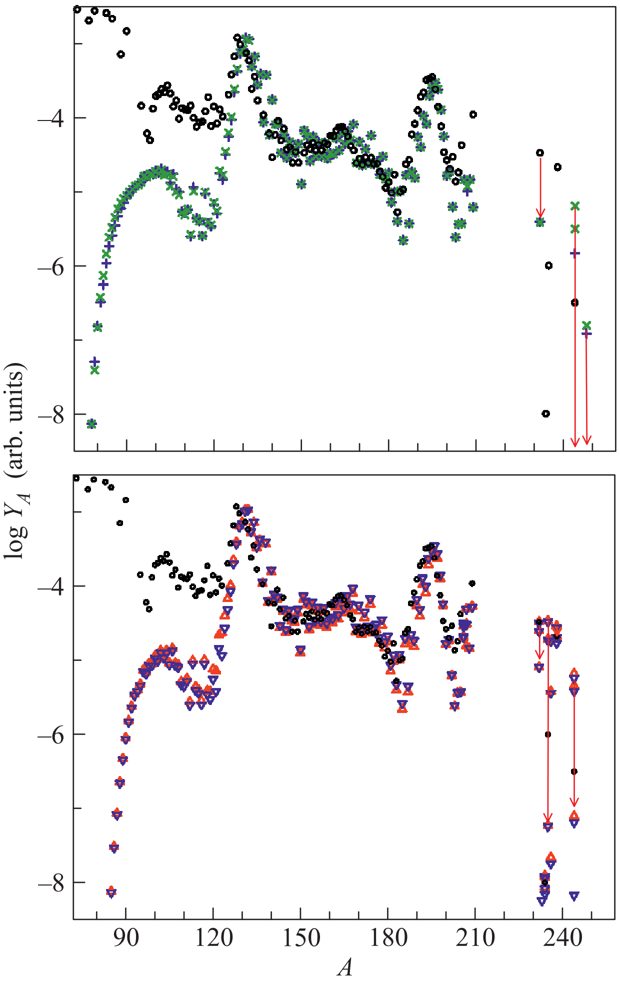
Как известно [20], изменение логарифма периодов спонтанного деления актинидов достаточно хорошо описывается линейной зависимостью от параметра делимости Z^2/A. В данной работе использовалась формула Святецки для $\mathrm{Lg}T_{sf}$ [21], учитывающая зависимость как от барьера деления, так и от параметра делимости, фитированная [22] по расчетам спонтанного деления на основе макроскопически-микроскопической модели [18]:

$$\mathrm{Lg}(\lambda_{sf}) = -1146.4 + 75.3Z^2/A - 1.638(Z^2/A)^2 + \\ + 0.012(Z^2/A)^3 - (7.24 - 0.095Z^2/A)B_f. \qquad (3)$$

Здесь величина барьера $B_f = B_f^{\mathrm{LDM}} + \delta U_{gs}$ определяется на основе модели жидкой капли (B_f^{LDM}) с оболочечными поправками (U_{gs}). Коэффициенты формулы получены фитированием как экспериментально известных барьеров, так и расчетов [18] для области $Z > 100$.

В перечень основных ядер космохронометров входит 8 изотопов с периодами полураспада от 10^7 до 10^{11} лет [13]. Обычно для определения возраста Галактики используются изотопы урана ($A = 235, 238$) и тория ($A = 232$). Среди потенциальных изотопов, которые иногда также рассматриваются, на первом месте стоит плутоний-244, однако наблюдения его обилий имеют большую погрешность [23, 24]. Мы рассмотрели изменение расчетной распространенности этих элементов при длительности нуклеосинтеза от $3{\cdot}10^8$ до $4{\cdot}10^9$ лет.

Было обнаружено, что при зацикливании r-процесса, идущего в веществе с высокой нейтронизацией, выход тяжелых ядер в области от 2-го до 3-го пиков практически не зависит от используемой в расчетах модели спонтанного деления. Слабая зависимость от модели проявляется в выходах наиболее



Логарифм распространенности тяжелых элементов, образованных в r-процессе. Результаты получены с использованием следующих моделей спонтанного деления: × – аппроксимация (1), + – аппроксимация (2), ▽ – аппроксимация (3); △ – расчеты макроскопически-макроскопической модели [11], ○ – наблюдения [1]. Стрелки показывают изменение выходов изотопов соответствующей массы при увеличении времени нуклеосинтеза с 300 млн лет до 4 млрд лет

легких изотопов с массовым числом менее 110. Это не очень важно для галактического нуклеосинтеза, поскольку изотопы с массовым числом менее 110 образуются в других условиях (в основном в слабом r-процессе). Выходы же ядер космохронометров при использовании скоростей спонтанного деления, полученных в разных моделях, различаются на порядки.

Эти закономерности демонстрируют результаты расчетов, представленные на рисунке.

Видно, что использование в расчетах аппроксимаций (1) и (2) дает практически те же выходы ядер с массовыми числами $100 < A < 200$ (верхняя панель), что и прогнозы макроскопически-микроскопической модели [18] и фита (3) (нижняя панель). Наибольшее различие в этих двух парах моделей наблюдается в выходах ядер космохронометров (стрелками показано направление уменьшения обилия изотопов при увеличении продолжительности фазы охлаждения с 300 млн лет до 4 млрд лет). Использование моделей спонтанного деления (1) или (2) приводит к падению обилий изотопов с массовыми числами 238 и 244 на много порядков ниже наблюдаемых обилий. Изотоп с $A = 235$ не формируется совсем, и только ^{232}Th образуется в количестве, близком к наблюдениям. Напротив, при использовании прогнозов (3), основанных на макроскопически-микроскопической модели, согласие с наблюдениями по распространенности ^{232}Th и ^{238}U очень хорошее. Согласие по ^{235}U и ^{244}Pu несколько хуже, но колеблется в рассмотренном временном диапазоне вокруг наблюдаемых значений. Дальнейшее изучение распадных цепочек должно дать информацию для улучшения существующей аппроксимации и развития теории.

В заключение отметим, что прогнозы скоростей спонтанного деления, базирующиеся на феноменологической модели, полученной на основе расчетов скоростей спонтанного деления сверхтяжелых ядер по макроскопически-микроскопической модели, находятся в хорошем согласии с наблюдениями и должны быть использованы в расчетах нуклеосинтеза.

Авторы благодарны Блинникову, Надёжину, Мартинец-Пинедо и Тилеманну за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (договор # 11.G34.31.0047), а также, частично, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 11-02-00882-а, 12-02-00955-а и 13-02-12106-ofi-m) и Национального научного фонда Швейцарии (грант # IB7320-110996 SCOPES).

---

1. J. Simmerer and C. Sneden, Astrophys. J. **617**, 1091 (2004).
2. G. J. Wasserburg, M. Busso, and R. Gallino, Astrophys. J. **466**, L109 (1996).
3. C. Sneden, J. J. Cowan, I. I. Ivans et al., Astrophys. J. **533**, 139 (2000).
4. F.-K. Thielemann, A. G. W. Cameron, and J. J. Cowan, *Int. Conf. 50 years with Nuclear Fission* (ed. by J. Behrens and A. D. Carlson), La Grange Park, L: Americ. Nucl. Soc., 1989, p. 592.
5. I. V. Panov and F.-K. Thielemann, Nucl. Phys. A **718**, 647 (2003).
6. V. P. Perelygin, Yu. V. Bondar, W. Ensinger et al., Nucl. Phys. A **718**, 410 (2003).
7. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, F.-K. Thielemann et al., Astronomy and Astrophysics **513**, id.A61 (2010).
8. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, and F.-K. Thielemann, Physics of Atomic Nuclei **72**, 1026 (2009).
9. И. Ю. Корнеев, И. В. Панов, Письма в АЖ **37**, 930 (2011).
10. I. Petermann, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo et al., The European Physical Journal A **48**, 122 (2012).
11. R. Smolanczuk, Phys. Rev. C **56**, 812 (1997).
12. I. Petermann, G. Martínez-Pinedo, A. Arcones et al., J. of Phys.: Conference Series **202**, 012008 (2010).
13. J. J. Cowan. F-K. Thielemann, and J.W. Truran, Phys. Rep. **208**, 267 (1991).
14. S. Rosswog, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann et al., Astron. Astrophys. **341**, 499 (1999).
15. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta et al., ADNDT **61**, 127 (1995).
16. A. Mamdouh, J. M. Pearson, M. Rayet et al., Nucl. Phys. A **679**, 337 (2001).
17. И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Г. Мартинец-Пинедо и др., Письма в АЖ **39**, 173 (2013).
18. Z. Patyk, R. Smolanczuk, and A. Sobiczewski, Nucl. Phys. A **626**, 337 (1997).
19. Yu. Ts. Oganessian, J. Phys. G **34**, R165 (2007).
20. Y. Ronen, Annals of Nuclear Energy **31**, 323 (2004).
21. W. J. Swiatecki, Phys. Rev. **100**, 937 (1955).
22. V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin et al., Phys. Rev. C **84**, 044617 (2011).
23. B. Hudson, C. M. Hohenberg, B. M. Kennedy et al., Luna Planetary Sci. **XIII**, 346 (1982).
24. G. J. Wasserburg, J. C. Huneke, and D. S. Burnett, J. Geophys. Res. **74**, 4221 (1969).