

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

523.042

**ТРАНСАКТИНИЕВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ
В ЭВОЛЮЦИОНИРУЮЩЕЙ ВСЕЛЕННОЙ****В. П. Чечев, Я. М. Крамаровский**

*Происхождение элементов (Синтез в горячей модели.— Нуклеосинтез в звездах и проблема рения-187).— Ядерная космохронология. Роль транса-
актиниевых элементов.— Плутоний-244 в метеоритах, на Земле и на
Луне.— Плутоний-244 как космологический хронометр.— Плутоний-244
и ядерная стабильность (Двухнуклонные системы.— Многонуклонные
системы. Радиоактивный распад).— Доказано ли постоянство во времени
скорости радиоактивного распада?*

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в космологии появились новые интересные факты, которые должны существенно повлиять на современные представления об эволюции наблюдаемой Вселенной, так же как в свое время открытие квазаров и «трехградусного» микроволнового излучения. Эти факты относятся, однако, не к оптическим или радиоастрономическим наблюдениям, а связаны с исследованием распространенности в Солнечной системе некоторых радиоактивных ядер и прежде всего трансактиниевых нуклидов, таких, как ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{244}Pu , ^{247}Cm .

Наличие во Вселенной в заметных количествах радиоактивных ядер (особенно тяжелых) — одно из прямых доказательств того, что Вселенная непрерывно изменялась и изменяется по своему составу. На это обстоятельство первым указал в 1904 г. Резерфорд¹, который путем анализа радиоактивного распада урана и отношения концентраций гелия и урана в породе определил возраст куска уранита, т. е. период времени, прошедший с момента затвердевания уранита, когда гелий перестал выходить. Исторически этот анализ можно считать, как отметил недавно Клейтон², первым фактом эволюции Вселенной.

Накопление наблюдательных данных (закон Хаббла 1929 г.) и применение уравнений общей теории относительности ко всей Вселенной (однородные изотропные модели Фридмана 1922 и 1924 гг., Леметра 1927 г. и другие) привели к заключению о том, что Вселенная представляет собой нестационарную расширяющуюся систему. При этом, согласно теории Фридмана, эволюция Вселенной со временем существенно зависит от значения современной средней плотности вещества при заданной скорости расширения. При плотности $\rho_{\text{совр}} < \rho_{\text{кр}}$ однородная Вселенная бесконечна и будет неограниченно расширяться (открытая модель); при плотности $\rho_{\text{совр}} > \rho_{\text{кр}}$ Вселенная замкнута, ее объем конечен и расширение должно

смениться сжатием (закрытая модель). Независимо от природы расширения ясно, что в прошлом оно не могло продолжаться вечно и в некоторый момент $t = 0$ плотность вещества должна быть бесконечной ($\rho \rightarrow \infty$) *).

Гамов в 1946 г. предположил, что Вселенная на ранних стадиях вблизи сингулярности была достаточно горячей, чтобы в ней могли идти термоядерные реакции синтеза гелия.

Существуют три хорошо известных наблюдательных факта, которые говорят в пользу горячей модели Вселенной (модели «большого взрыва»). Во-первых, это открытие чернотельного излучения, оставшегося от горячей Вселенной. Во-вторых, тот факт, что возрасты самых старых звезд и возрасты шаровых скоплений составляют величину $\sim (11-13) \cdot 10^9$ лет — в согласии с возрастом Вселенной, определяемым в релятивистских космологических моделях как время, прошедшее от начала расширения («большого взрыва»): $t_p = (1-2) \cdot 10^{10}$ лет. И, в-третьих, возраст элементов нашей Галактики, определенный по радиоактивным трансактиниевым нуклидам, составляет, как мы увидим ниже, ту же величину $(11 \pm 2) \cdot 10^9$ лет.

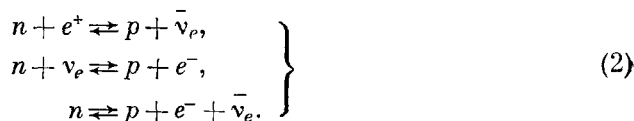
ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

Горячая модель хорошо объясняет синтез простейших элементов дейтерия и гелия на ранних стадиях эволюции Вселенной. Синтез более тяжелых элементов происходит в недрах звезд и во взрывных процессах — при вспышках Новых и Сверхновых. Такой механизм нуклеосинтеза, который включает ядерные реакции и процессы нейтронного захвата, позволяет описать образование всех химических элементов от гелия до трансуранов.

Синтез в горячей модели. В горячей модели ³ на ранней стадии эволюции **), $\tau \sim 10^{-6}$ сек ($\Omega = \rho_{кр}/\rho \approx 0,05$) от начала расширения, среди барионов остаются только нуклоны, которые в результате сильного взаимодействия взаимно превращаются друг в друга:



При температуре ниже 10^{11} $^\circ\text{K}$ количество мезонов резко уменьшается и взаимное превращение нейтронов и протонов через мезоны прекращается. Однако, как показал Хаяши ⁴, взаимное превращение нейтронов и протонов поддерживается теперь через слабые взаимодействия, такие, как

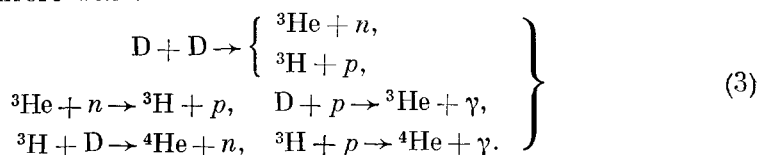


При этом при температуре больше 10^{10} $^\circ\text{K}$ ($\tau < 1$ сек) имеет место полное равновесие между всеми формами вещества и излучения. При температуре ниже 10^{10} $^\circ\text{K}$ слабое взаимодействие не в состоянии сохранить термодинамическое равновесие между нейтронами и протонами, так

*) В последние годы выяснилось, что сингулярность не устраивается также и в весьма общих неоднородных и анизотропных космологических моделях ^{4б}.

**) Целью статьи является анализ происхождения тяжелых элементов, космологические механизмы образования элементов рассмотрены кратко, так как они объясняют синтез только легких элементов.

как начинает резко падать концентрация электрон-позитронных пар. Отношение p/n будет «заморожено» до тех пор, пока не станет существенным распад нейтронов. Это «замороженное» отношение равно для $\tau \sim 10$ сек $p/n = 4,8$ (17% нейтронов). Образование дейтона из нейтрона и протона $n + p \rightarrow D + \gamma$ тем не менее невозможно, пока температура $T > 10^9$ °К, так как имеется много фотонов, способных очень быстро разрушить дейтоны. При $\tau \approx 100$ сек ($T \approx 10^9$ °К) начинается образование дейтонов и в конечном итоге гелия:



На этой стадии нейтроны имеют замороженную концентрацию $\sim 17\%$ (рис. 1). Если все нейтроны превращаются в гелий, то конечная концентрация гелия-4 будет $\approx 30\%$ по массе в соответствии с наблюдениями. Таким образом, горячая модель хорошо описывает синтез гелия-4 во Вселенной. Вопрос о дейтерии и гелии-3 дебатировался, но ясности пока нет⁴⁷. Однако сейчас почти с полной уверенностью можно сказать, что эта модель не объясняет существование элементов тяжелее гелия (за исключением, быть может, ${}^7\text{Li}$, содержание которого в Солнечной системе составляет всего лишь $10^{-6}\%$).

Отсутствие в природе стабильных ядер с атомным весом 5 и 8 препятствует в рамках «горячей модели» образованию более тяжелых элементов, чем гелий, так как малая плотность вещества не позволяет преодолеть эту брешь за счет множественных (например, тройных) столкновений. Поэтому следует обратиться к некосмологическим процессам образования элементов тяжелее гелия. Так как атомы этих элементов составляют лишь 0,1% всех атомов Вселенной, можно предположить, что их синтез происходил гораздо позже в недрах звезд, образовавшихся из первичного водорода и гелия.

По мере выгорания водорода, гелия, углерода, кремния в плотных ядрах звезд-гигантов происходит синтез все более тяжелых ядер вплоть до железа. Подробный обзор по термоядерному синтезу в звездах опубликован в работе⁵.

Нуклеосинтез в звездах и проблема рения-187. Мы рассмотрим здесь лишь последнюю стадию этого синтеза, который приводит к образованию тяжелых и трансактиновых элементов. На этой стадии синтез элементов происходит путем медленного захвата нейтронов, при котором успевают пройти процессы β -распада (s -процесс), а также путем быстрого захвата нейтронов, при котором β -активные ядра не успевают распасться (r -процесс).

Если ядра атомов тяжелых элементов образуются не в результате случайных не связанных друг с другом реакций, а возникают в едином

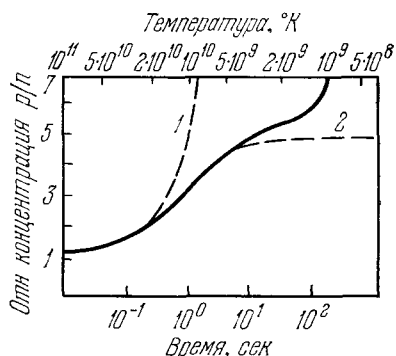


Рис. 1. Изменение со временем протон-нейтронного отношения p/n .

Сплошная кривая отражает реальное поведение этого отношения со временем, штриховая кривая 1 соответствует термодинамическому равновесию между нейтронами и протонами $p/n = \exp(\Delta mc^2/kT)$, кривая 2 отражает поведение p/n , когда свободным распадом нейтронов можно пренебречь.

процессе нуклеосинтеза *), то знание их относительных земных распространенностей и скорости распада позволяет определить период времени, прошедший с момента окончания нуклеосинтеза. С другой стороны, модели s - и r -процессов позволяют описать временную зависимость синтеза элементов. Продолжительность нуклеосинтеза в Галактике Δ также представляет большой интерес, так как она может быть непосредственно определена (без дополнительных предположений) по долгоживущим изотопам.

В этом отношении из элементов, образовавшихся в s -процессе, наиболее замечателен осмий-187, 60% которого на Земле нужно рассматривать как происходящие от β -распада рения-187 (период полураспада $T_{1/2} = 4,3 \cdot 10^{10}$ лет, энергия распада 2,6 кэв⁶). Измерения сечений нейтронного захвата подтвердили сейчас корректность теории s -процесса, на основе которой сделано это заключение.

Согласно теории s -процесса содержания (выходы) ядер в цепи s -процесса для малых областей изменения A обратно пропорциональны средним сечениям захвата тепловых нейтронов данными ядрами, т. е. величина $N_s(A) \bar{\sigma}(A) = \text{const}$. В частности, $^{187}\text{Os}_{[s]} \bar{\sigma}(^{187}\text{Os}) = ^{186}\text{Os} \bar{\sigma}(^{186}\text{Os})$, а количество радиогенного осмия-187, образовавшегося от рения-187:

$$^{187}\text{Os}_{[\text{p.-r.}]} = ^{187}\text{Os} - ^{187}\text{Os}_{[s]} = ^{187}\text{Os} - \left[\frac{\bar{\sigma}(^{186}\text{Os})}{\bar{\sigma}(^{187}\text{Os})} \right] ^{186}\text{Os}, \quad (4)$$

где $^{187}\text{Os}_{[\text{p.-r.}]}$ — количество атомов радиогенного ^{187}Os ; $^{187}\text{Os}_{[s]}$ — количество атомов ^{187}Os , образовавшегося в s -процессе; $\bar{\sigma}(A)$ — среднее сечение нейтронного захвата для ядра массы A ; ^{186}Os стабилен и не имеет радиогенного происхождения (образуется только в s -процессе).

Из (4), если учесть измерение⁷ $\bar{\sigma}(^{186}\text{Os})/\bar{\sigma}(^{187}\text{Os}) = 0,4 \pm 0,1$ и $^{186}\text{Os}/^{187}\text{Os} = 1$, получается

$$\frac{^{187}\text{Os}_{[\text{p.-r.}]}}{^{187}\text{Os}} = 0,6 \text{ (60\%)}, \quad (5)$$

$$\frac{^{187}\text{Os}_{[\text{p.-r.}]}}{^{187}\text{Re}} = \frac{(^{187}\text{Os}/\text{Os}) - [\bar{\sigma}(^{186}\text{Os})/\bar{\sigma}(^{187}\text{Os})] (^{186}\text{Os}/\text{Os})}{^{187}\text{Re}/\text{Re}} \frac{\text{Os}}{\text{Re}} = 0,12 \pm 0,03. \quad (6)$$

Так как эта величина соответствует распаду ^{187}Re примерно в течение четверти его периода полураспада ($\approx 10^{10}$ лет), то радиогенная природа ^{187}Os кажется удивительной в свете современных представлений о возрасте Солнечной системы. Неужели ^{187}Os образовался задолго до образования Солнца? Это, как мы увидим в дальнейшем, противоречит современным моделям нуклеосинтеза.

Клейтон недавно сделал интересное предположение⁸, что скорость распада ^{187}Re может увеличиваться при некоторых астрофизических обстоятельствах, в частности при высоких звездных температурах, $10^5 < T < 10^8$ °К. Тепловое заселение возбужденных состояний ^{187}Re (134 кэв и выше) и последующий их распад в ^{187}Os не может, однако, привести к такому ускорению, так как даже при $T = 10^8$ °К этот эффект очень слаб:

*) Можно делать самые различные предположения относительно астрофизических обстоятельств, при которых происходил этот «единый процесс нуклеосинтеза». Это могла быть вспышка какой-либо одной сверхновой или целого ряда последовательных вспышек сверхновых до образования Солнечной системы. По современным представлениям взрыв сверхновой приводит к отрыву оболочки звезды, так что значительная часть синтезированного при взрыве вещества (когда образуется мощный поток нейтронов) выбрасывается в межзвездное пространство. Вещество, выброшенное из звезд при таких вспышках, перемешивается с межзвездным газом и, растворившись в нем, служит в дальнейшем материалом для образования более молодых звезд и систем (например, Солнечной системы).

переход $\frac{7\pm}{2} \rightarrow \frac{1-}{2}$ соответствует $\log ft \approx 9$. Наведенный фотонами β -распад также слишком слаб при этих температурах.

Увеличение скорости распада ^{187}Re можно объяснить только за счет дополнительного механизма β -распада в связанные состояния частично ионизованного атома. При β -распаде в связанное атомное состояние возникающий в ядре электрон заполняет вакантное место в одной из оболочек атома. Бродзинский и Конвей⁹ показали, что около трети распадов земного ^{187}Re происходит в вакантное связанное состояние в дочернем атоме ^{187}Os .

В недрах звезд, где атомы сильно ионизованы, такой β -распад в связанные атомные состояния будет ускоряться благодаря увеличению числа вакантных состояний электронов в атоме из-за ионизации, а также благодаря тому, что распад на вакансиях внутренних оболочек ионизованного атома будет происходить быстрее, чем распад на вакансиях внешних оболочек нейтрального атома.

На Солнце при температуре 10^6 °К рений будет удерживать связанные электроны в M -оболочке, но все последующие внешние оболочки, начиная с N , будут ионизованы. Такой атом рения имеет 28 электронов и 48 вакантных состояний для возникающего при β -распаде электрона. Если предположить, что скорость β -распада ^{187}Re в связанные атомные состояния увеличивается на Солнце по крайней мере в 48 раз (число новых конечных состояний), в этом случае период полураспада ^{187}Re может уменьшиться от $43 \cdot 10^9$ лет (земное значение) до $2,6 \cdot 10^9$ лет, что меньше возраста Солнца *).

Измерение изотопического состава ^{187}Re и ^{187}Os в солнечном ветре могло бы служить проверкой идеи Д. Клейтона. Если изложенный выше механизм распада рения-187 справедлив, солнечный ветер должен быть сильно обеднен рением и обогащен осмием.

Если же это не так, то большой возраст ^{187}Re приходит в противоречие с последними космохронологическими данными по трансактиниевым элементам.

«Time, gentlemen, please!»¹¹.

*) Теория бета-распада в связанные атомные состояния обсуждалась Бакалом¹⁰ в применении к разрешенным переходам. Если рассмотреть величину Γ_b/Γ_c — отношение вероятностей β -распада в связанные состояния (Γ_b) и в непрерывные состояния (Γ_c), то Γ_b/Γ_c будет определяться в основном фазовыми объемами для распадов соответственно в связанные состояния и в непрерывный спектр. Фазовый объем бета-распада в непрерывный спектр представляется известной функцией $f(Z, W_0)$, где W_0 — энергия распада, Z — заряд ядра. Для распадов в связанные состояния аналогичный фазовый объем есть произведение квадрата импульса нейтрино на квадрат модуля электронной волновой функции, вычисленной на поверхности ядра. Отсюда относительная вероятность β -распада в связанные атомные состояния

$$\frac{\Gamma_b}{\Gamma_c} \sim q^2 \frac{|\psi_e(R)|^2}{f(Z, W_0)}.$$

В земных условиях атомы нейтральны, для электрона, возникающего при β -распаде, имеется только одно вакантное состояние, поэтому относительная вероятность β -распада в связанные состояния невелика (например, для распада трития $^3\text{H} \xrightarrow{\beta-} ^3\text{He}$ $\Gamma_b/\Gamma_c \approx 6,9 \cdot 10^{-3}$), и период полураспада определяется вероятностью β -распада в непрерывный спектр: $T_{1/2} \sim 1/(\Gamma_b + \Gamma_c) \approx 1/\Gamma_c$. Если около трети распадов земного ^{187}Re происходит в одно вакантное связанное состояние в дочернем атоме ^{187}Os , то это означает: $\Gamma_b/\Gamma_c = 0,5$ (на Земле). Если на Солнце $\Gamma_b = 48\Gamma_b$, то $\Gamma_b/\Gamma_c = 24$. В этом уникальном случае период полураспада в основном будет уже определяться распадом в связанные атомные состояния (1):

$$\frac{T_{1/2}^*}{T_{1/2}^{\ominus}} = \frac{(\Gamma_b'/\Gamma_c) + 1}{(\Gamma_b/\Gamma_c) + 1} \approx 17.$$

ЯДЕРНАЯ КОСМОХРОНОЛОГИЯ. РОЛЬ ТРАНСАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В этой главе рассматривается временная шкала нуклеосинтеза и образования Солнечной системы, основанная на данных по концентрациям на Земле и в метеоритах и выходам в нуклеосинтезе радиоактивных трансактиниевых нуклидов, а также йода-129.

К 1971 г. на Земле было известно три долгоживущих природных трансактиниевых нуклида U-235, U-238 и Th-232 *). Для определения «возрастов» этих трех нуклидов необходимо знать их относительные распространенности в Солнечной системе в настоящее время, а также скорости производства в r -процессе.

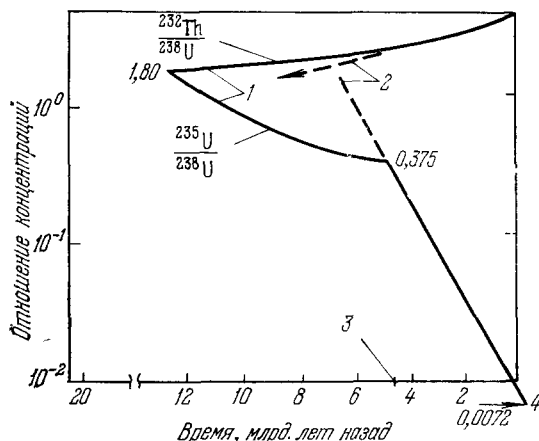


Рис. 2. Изменение со временем относительных концентраций $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ и $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$.

1 — непрерывный синтез, 2 — внезапный синтез, 3 — образование Солнечной системы, 4 — относительная концентрация $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ в настоящее время.

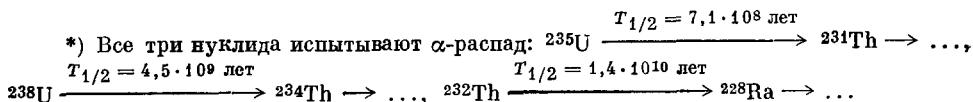
после образования Солнечной системы происходит свободный распад. Все перечисленные выше трансактиниевые элементы образуются в r -процессе (рис. 3).

Для того чтобы в r -процессе из ядер с числом протонов Z образовались ядра с числом протонов $Z+1$, должны быть выполнены следующие условия:

$$\left. \begin{aligned} 1) \lambda_{\beta}(Z, N) &> \lambda_{sf}(Z, N), \\ 2) \lambda_{\beta}(Z, N) &> \lambda_{nf}(Z, N), \\ 3) \lambda_{n\gamma}(Z+1, N-1) &> \lambda_{nf}(Z+1, N-1), \\ 4) \lambda_{n\gamma}(Z+1, N-1) &> \lambda_{\beta}(Z+1, N-1), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где λ_{β} , $\lambda_{n\gamma}$, λ_{sf} и λ_{nf} — вероятности (в сек^{-1}) соответственно β -распада, нейтронного захвата, спонтанного деления и деления под действием нейтронов.

Выходы трансактиниевых элементов, важных для ядерной космохронологии, рассчитывались ¹² с учетом ветвей α -распада и доли спонтанного деления материнских ядер. Например, выход тория-232 определяется



*) Все три нуклида испытывают α -распад: $^{235}\text{U} \xrightarrow{T_{1/2} = 7,1 \cdot 10^8 \text{ лет}} ^{231}\text{Th} \rightarrow \dots$

суммарным вкладом от нуклидов с

$A = 232 + 4n$	$(n = 0, 1, 2, 3...)$
232	0,0130
236	0,0114
240	0,0167
244	0,0145
248·0,971	0,0122
252·0,892	0,0129
256·0,107	0,0005 (в отн. ед.)
^{232}Th	- 0,0812

По такой схеме получаются следующие отношения выходов различных трансаактиниевых элементов в r -процессе:

$$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U} = 1,78, \quad ^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 1,80 *), \quad ^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U} = 0,88, \quad ^{237}\text{Np}/^{238}\text{U} = 1,70. \quad (8)$$

Это и есть относительные скорости производства трансаактиниевых элементов в нуклеосинтезе, одновременно это их начальные концентрации в момент образования Галактики (начало нуклеосинтеза).

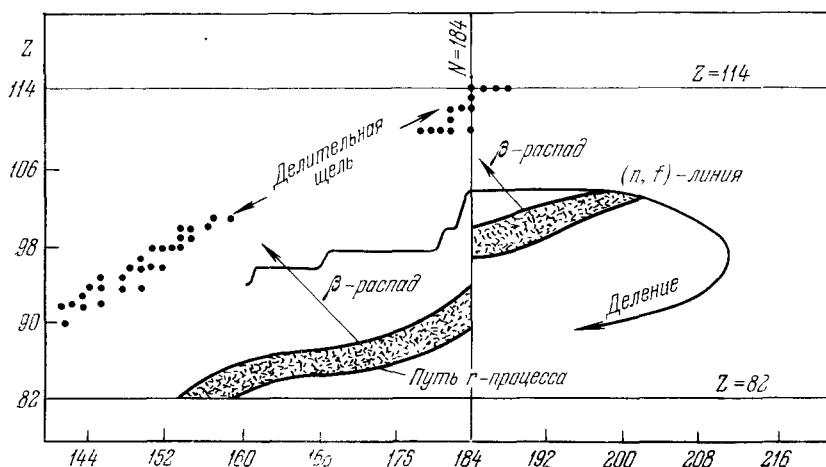


Рис. 3. Путь r -процесса для трансаактиниевых нуклидов.

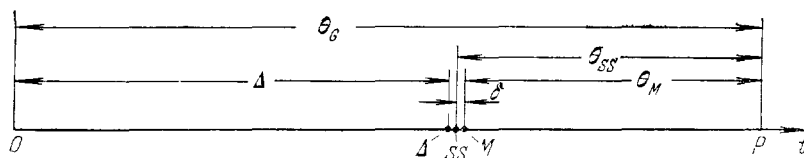


Рис. 4. Временная шкала нуклеосинтеза и образования Солнечной системы.

0 — начало нуклеосинтеза, Δ — «конец» нуклеосинтеза — последний момент времени, когда r -процесс дает вклад в образование материала Солнечной системы, SS — образование Солнечной системы, M — образование метеоритов и Земли, P — настоящий момент.

В простейшей форме хронологические модели нуклеосинтеза выражают число N_A ядер с атомной массой A в межзвездной среде как непрерывную функцию времени в течение нуклеосинтеза от $t = 0$ до $t = \Delta$:

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = a_A(t) - \lambda_A N_A(t), \quad 0 \leq t \leq \Delta, \quad (9)$$

*) Фаулер¹¹ указал, что нужно учесть эффект уменьшения выхода в r -процессе изотопов с нечетным A (для данного Z), и тогда отношение $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ снижается до $1,42 \pm 0,19$.

где $a_A(t)$ — скорость производства и λ_A — скорость радиоактивного распада обсуждаемого ядра с массой A , $N_A(t)$ — число ядер в момент времени t . Так как здесь мы касаемся в основном r -процесса нуклеосинтеза, $t = 0$ — начало этого процесса в Галактике, а $t = \Delta$ — последний момент времени, когда r -процесс дает вклад в образование материала Солнечной системы (рис. 4).

Обозначим через δ время между образованием вещества Солнечной системы и затвердеванием метеоритного материала. Образование метеоритного и планетного материала означает образование закрытой системы без дальнейших изменений в концентрациях элементов, за исключением изменений, связанных с радиоактивным распадом, например, распадом $^{129}\text{I} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$ или распадом $^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{232}\text{Th}$. Если θ_M — возраст метеоритов, то возраст Солнечной системы θ_{SS} связан с δ соотношением *)

$$\theta_{SS} = \theta_M + \delta. \quad (10)$$

Интегрирование уравнения (9) дает

$$N_A(t) = e^{-\lambda_A t} \int_0^{\Delta} a_A(t) e^{\lambda_A t} dt. \quad (11)$$

В момент затвердевания метеоритов (учитывая также свободный распад за время δ) получаем

$$N_A(\Delta + \delta) = e^{-\lambda_A(\Delta + \delta)} \int_0^{\Delta} a_A(t) e^{\lambda_A t} dt. \quad (12)$$

Поскольку, как мы покажем в дальнейшем, возраст Галактики

$$\theta_G = \Delta + \theta_{SS}, \quad (13)$$

то для числа ядер с массой A в настоящее время имеем

$$N_A(\theta_G) = e^{-\lambda_A(\Delta + \theta_{SS})} \int_0^{\Delta} a_A(t) e^{\lambda_A t} dt. \quad (14)$$

Функция $a_A(t)$ определяется типом модели нуклеосинтеза. Возможны: 1) экспоненциальный синтез

$$a_A(t) = a_A(0) e^{-t/T^*} \quad (15)$$

(здесь T^* — константа, не зависящая от времени, характеризующая тип нуклеосинтеза),

2) однородный синтез

$$a_A(t) = \text{const}, \quad (16)$$

3) внезапный синтез

$$a_A T^* \rightarrow \text{const}, \quad (17)$$

$$T^* \rightarrow 0.$$

Экспоненциальная модель обладает наибольшим математическим удобством, так как она объединяет три случая, если ввести характеристическое время уменьшения скорости нуклеосинтеза T^* . Тогда $T^* = \infty$ соответствует однородному синтезу, а $T^* = 0$ — внезапному.

Уравнение (12) для экспоненциальной модели приводит к соотношению

$$N_A(\Delta + \delta) = a_A \frac{T^*}{1 - \lambda_A T^*} e^{-\lambda_A \delta} (e^{-\lambda_A \Delta} - e^{-\Delta/T^*}). \quad (18)$$

*) В дальнейшем символом M мы будем обозначать момент затвердевания метеоритов $\Delta + \delta$, символом SS — момент образования Солнечной системы, а символом P (present) — настоящий момент.

Для стабильных ядер ($\lambda_A = 0$)

$$N_A^{\text{стаб}}(\Delta + \delta) = a_A T^* (1 - e^{-\Delta/T^*}) \equiv a_A \Delta_E, \quad (19)$$

где Δ_E — эффективная продолжительность нуклеосинтеза.

В случае внезапного взрывного синтеза ($T^* \rightarrow 0$) в момент $t = 0$

$$N_A(\Delta + \delta) = a_A \Delta_s e^{-\lambda_A(\Delta + \delta)}, \quad (20)$$

где Δ_s — эффективная продолжительность взрывного нуклеосинтеза при $t = 0$.

В случае внезапного синтеза при $t = \Delta'$

$$N_A(\Delta' + \delta) = a_A \Delta'_s e^{-\lambda_A \delta}. \quad (21)$$

И, наконец, в случае однородного синтеза ($T^* = \infty$) общее уравнение (12) приходит к виду

$$N_A(\Delta + \delta) = \frac{a_A}{\lambda_A} e^{-\lambda_A \delta} (1 - e^{-\lambda_A \Delta}). \quad (22)$$

Вернемся теперь к уравнению (14). Параметры Δ и T^* могут быть определены из этого уравнения, если использовать следующие значения отношений распространенностей и скоростей производства трех трансаактиниевых элементов:

$$\left(\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}} \right)_P = 0,00723, \quad \left(\frac{^{232}\text{Th}}{^{238}\text{U}} \right)_P = 3,8 \pm 0,3, \quad \frac{a_{235}}{a_{238}} = 1,65 \pm 0,15, \\ \frac{a_{232}}{a_{238}} = 1,65 \pm 0,15. \quad (23)$$

Возраст Солнечной системы $\Theta_{SS} = (4,7 \pm 0,1) \cdot 10^9$ лет берется независимо, из других данных.

Результаты расчета на основе этих данных соответствуют «старой» нуклеокосмохронологической модели, развитой Фаулером и Хойлом в 1960 г. ^{12a}. При этом получается $\Delta = 6,9 \cdot 10^9$ лет, $T^* = 11,1 \cdot 10^9$ лет для экспоненциальной модели, $\Delta = 7,7 \cdot 10^9$ лет для однородной модели.

В последние годы в ядерной космохронологии не только уточнены расчеты скоростей производства трансаактиниевых элементов в r -процессе, но, самое главное, триада классических изотопов ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U пополнилась еще двумя не менее важными нуклидами ^{129}I и ^{244}Pu . Хобенберг, Подосек и Рейнольдс (см. ¹³) провели тщательные исследования радиогенного ^{129}Xe в метеоритах, происхождение которого они приписывали распаду исчезнувшего ^{129}I с периодом полураспада $1,72 \times 10^7$ лет.

Средняя величина отношения $(^{129}\text{I}/^{127}\text{I})_M$, полученная ими для десяти хондритов, $(1,07 \pm 0,04) \cdot 10^{-4}$.

Позднее Подосек ¹⁴ для метеорита St. Severin определил $(^{129}\text{I}/^{127}\text{I})_M = (0,785 \pm 0,035) \cdot 10^{-4}$. Поэтому мы можем с уверенностью принять $(^{129}\text{I}/^{127}\text{I})_M = (0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$, тогда соотношение

$$\left(\frac{^{129}\text{I}}{^{127}\text{I}} \right)_M = \left(\frac{^{129}\text{I}}{^{127}\text{I}} \right)_\Delta e^{-\lambda_{129}\delta} \quad (24)$$

позволяет найти время δ образования (охлаждения) твердых тел Солнечной системы, что было невозможно раньше сделать по долгоживущим изотопам урана и тория *) (см. ниже, стр. 700).

Но особенно замечательная роль в исследовании истории Солнечной системы и Галактики принадлежит плутонию-244.

*) Как отметил недавно Пикельнер ¹⁵, результаты, относящиеся к продолжительности синтеза и к периодам его усиления, очень чувствительны к содержанию в метеоритах ^{244}Pu и других короткоживущих изотопов, которое определено пока недостаточно точно.

ПЛУТОНИЙ-244 В МЕТЕОРИТАХ, НА ЗЕМЛЕ И НА ЛУНЕ

Масс-спектрометрические измерения плутония, выделенного из докембрийского бастанезита, подтверждают присутствие плутония-244 в природе.

История исследования следов ^{244}Pu *) начинается с 1960 г., когда П. Курода из Арканзасского университета (США) предположил, что избыток изотопов газообразного ксенона: ^{131}Xe , ^{132}Xe , ^{134}Xe и ^{136}Xe , который был обнаружен в ахондрическом метеорите Пасамонте, происходит от спонтанного деления некоторого тяжелого радиоактивного ядра¹⁶. Метеориты в отличие от Земли не должны удерживать первичный ксенон — продукт галактического нуклеосинтеза, поэтому отношение уран/ксенон в системе Земли, включая атмосферу, должно отличаться от того же отношения в метеоритах, и наблюдаемый в метеоритах избыток стабильных изотопов ксенона можно объяснить только их «делительным» происхождением. При этом исчезнувшие (распавшиеся) радиоактивные ядра — источник «делительного» ксенона — должны иметь период полураспада, достаточно малый ($<10^8$ лет) по сравнению с возрастом Земли и в то же время сравнимый со временем затвердевания метеоритов, так как после внедрения в метеориты они должны оставаться там до тех пор, пока метеориты не остынут и не затвердеют, что гарантирует им захват и удержание газообразных осколков деления.

Могут быть четыре главных источника делительного ксенона: спонтанное деление ^{238}U , деление под действием нейтронов ^{235}U , спонтанное деление ^{244}Pu и спонтанное деление ^{247}Sm .

Однако уран-238 не подходит из-за большого периода полураспада, а деление урана-235 под действием нейтронов дает слишком малый вклад, если продолжительность затвердевания метеоритов мала по сравнению с возрастом Земли. Следовательно, остаются лишь два возможных источника — кюри-247 и плутоний-244. Первый из них имеет период полураспада ($T_{1/2} = 1,5 \cdot 10^7$ лет) в 5,5 раз меньше, чем второй. Поэтому естественно предположить, что плутоний-244 ($T_{1/2} \approx 8,2 \cdot 10^7$ лет) — единственный нуклид, ответственный за присутствие в метеоритах «делительного» ксенона.

В 1969 г. в богатом ураном (который химически сопровождает плутоний) минерале Whitlockite из метеорита St. Severin после травления был обнаружен избыток треков деления; но наверняка утверждать, что делящимся ядром был ^{244}Pu , по-прежнему было нельзя, так как однозначный ответ на этот вопрос могло дать лишь совпадение соотношения изотопов ксенона в метеорите с соотношением ксеноновых осколков деления ^{244}Pu .

Признав важность этого обстоятельства, группа из Окриджской Национальной лаборатории США электромагнитным методом сепарировала 13 мг плутония-244 из больших количеств плутония, облученного нейтронами, и после 23-месячной выдержки, чтобы достаточно много ^{244}Pu успело разделиться, было непосредственно измерено¹⁷ отношение ксеноновых осколков деления искусственного плутония-244. Это отношение оказалось: $^{131}\text{Xe} : ^{132}\text{Xe} : ^{134}\text{Xe} : ^{136}\text{Xe} = 25 : 88 : 92 : 100$ — в точном соответствии с таинственным соотношением изотопов ксенона, наблюдавшимся в метеоритах. Значит, плутоний-244 действительно существовал в Солнечной системе в момент образования метеоритов.

Период полураспада ^{244}Pu составляет 82 млн. лет. Поэтому сейчас средняя концентрация ^{244}Pu на Земле должна быть только $(1/2)^{56}$ его кон-

*) $^{244}\text{Pu} \xrightarrow[T_{1/2} = 8,2 \cdot 10^7 \text{ лет}]{\alpha} ^{240}\text{U} \xrightarrow{\beta} ^{240}\text{Np} \xrightarrow{\beta} ^{240}\text{Pu} \xrightarrow{\alpha} ^{236}\text{U} \xrightarrow{\alpha} ^{232}\text{Th} \rightarrow \dots$

центрации в момент образования метеоритов $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет назад. Даже если ^{244}Pu первоначально был в том же количестве, в каком сейчас распространен на Земле продукт его распада ^{232}Th ($4,4 \cdot 10^{-8}$ г/г Земли), то как верхний предел современной концентрации на Земле ^{244}Pu следует ожидать величину $3 \cdot 10^{-25}$ г/г, в то время как даже самые чувствительные масс-спектрометрические измерения требуют $\sim 10^7$ атомов ($4 \cdot 10^{-15}$ г) плутония для возможности детектирования. Отсюда ясно, сколь трудна проблема обнаружения естественного плутония-244. Его можно было бы попытаться найти лишь в таком земном минерале, который бы в высшей степени избирательно концентрировал плутоний.

Плутоний-244 был обнаружен на Земле в 1971 г. ¹⁸ группой из Лос-Аламоса (Д. Гофман, Ф. Лоуренс, Дж. Мьюхертер, Ф. Рурке) в редкоземельном минерале бастнезите. Бастнезит, из которого был извлечен Pu-244, содержит значительные количества церия, обогащение которого в этом минерале составляет $5 \cdot 10^5$ по сравнению со среднземной распространенностью церия. Исходный материал для исследования представлял собой 260 кг калифорнийской руды, содержавшей примерно 10% (26 кг) бастнезита. Это эквивалентно 10,5 кг чистого CeO_2 . Исходный продукт в виде раствора HDEHP был разделен на три равные части, содержавшие соответственно по 8,5 кг бастнезита. Все три части обрабатывались отдельно: четырехвалентный плутоний отделялся от церия и других примесей путем хорошо известной процедуры химического выделения плутония и подвергался масс-спектрометрическому анализу. Для уверенной идентификации ^{244}Pu в каждую фракцию добавлялись индикаторные ионы ^{238}Pu и ^{242}Pu в хорошо известных количествах. Первая фракция плутония показала присутствие слишком большого количества Th, которое было оценено во второй фракции, однако вторая фракция еще не дала достаточного количества индикаторных ионов ^{242}Pu , чтобы произвести точный анализ. ^{244}Pu был обнаружен в третьей фракции и подтвержден двумя независимыми измерениями равных порций третьей фракции. Первая порция дала отношение индикаторного ^{242}Pu к ^{244}Pu 284 ± 40 , вторая — 266 ± 40 . Всего было зарегистрировано 268 ионов в районе массы 244, из которых 26 приписывается экспериментальному шуму.

Измеренное на масс-спектрометре отношение $^{242}\text{Pu}/^{244}\text{Pu}$ с учетом известного количества введенного индикаторного ^{242}Pu + ($5,65 \cdot 10^9$ атомов) позволяет вычислить абсолютное количество ^{244}Pu , зарегистрированное в третьей фракции — $2 \cdot 10^7$ атомов ($8 \cdot 10^{-5}$ г) в 8,5 кг бастнезита. Полная ошибка измерений не превышает 30%, и окончательный результат состоит, по оценке авторов, в обнаружении $(2,0 \pm_{0,7}^{0,3}) \cdot 10^7$ атомов ^{244}Pu на 8,5 кг бастнезита или $1 \cdot 10^{-18}$ г ^{244}Pu на 1 г бастнезита ¹⁸. Возможность занесения в исследуемый образец искусственного ^{244}Pu , полученного в результате ядерной деятельности человека, исключается низким значением в той же фракции отношения $^{239}\text{Pu}/^{244}\text{Pu}$.

Как отмечалось в редакционной статье «Nature» ¹⁹, с открытием в Лос-Аламосе плутоний-244 покинул категорию «исчезнувших радиоактивностей» и присоединился к урану-235 в категорию «почти исчезнувших радиоактивностей».

Недавнее исследование ²⁰ лунных горных пород, полученных с помощью Аполлона-14, позволяет утверждать, что следы плутония-244 обнаружены теперь также и на Луне.

Ксеноновые данные, полученные при нагревании образца 14301, содержащего минерал Whitlockite, показали значительную делительную компоненту, которую удалось уверенно приписать спонтанному делению ^{244}Pu . В частности, полученный спектр ксеноновых изотопов образца 14301 оказался полностью идентичен спектру от спонтанного деления ^{244}Pu .

Кроме того, если предположить одно и то же первоначальное отношение Pu/U для лунной породы 14301 и метеорита Пасамонте, то получается, что куски камня 14301 образовались не позже 120 млн. лет после метеорита Пасамонте. Кристаллы Whitlockite в лунных камнях 10057, 12040, 12063 и 12064 также содержат плотности треков деления гораздо более высокие, чем ожидается от замедления космических лучей или от спонтанного деления ^{238}U , но в этих образцах в отличие от образца 14301 не удалось четко выделить делительную компоненту от ядерного расщепления.

Если принять для отношения $^{244}Pu/^{238}U$ во время образования метеоритов и Луны ($4,6 \cdot 10^9$ — $4,7 \cdot 10^9$ лет назад) значение 0,015, которое получается из концентраций «делительного» ксенона, то исходя из средней земной распространенности ^{238}U $1,1 \cdot 10^{-8}$ г/г, можно вычислить современную среднюю распространенность в Солнечной системе ^{244}Pu — $8 \cdot 10^{-27}$ г/г. Это означает, что степень обогащения ^{244}Pu в калифорнийском бастнезите составляет величину $1,3 \cdot 10^8$, или в 130 раз больше, чем обогащение церием *).

ПЛУТОНИЙ-244 КАК КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ ХРОНОМЕТР

Исследование содержания плутония-244 и йода-129 в Солнечной системе позволяет уточнить картину нуклеосинтеза и образования Солнечной системы.

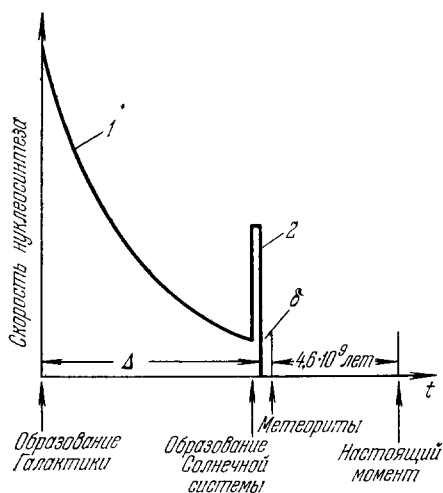


Рис. 5. Хронологическая модель r -процесса нуклеосинтеза в предположении внезапного «всплеска» синтеза перед образованием Солнечной системы.

1 — экспоненциальный галактический синтез, 2 — взрыв сверхновой в районе Солнечной системы?

Отношение $^{244}Pu/^{238}U$ было определено Вассербургом, Ханеком и Барнетом в 1969 г.²² в богатом ураном минерале Whitlockite из метеорита St. Severin $(^{244}Pu/^{238}U)_M = 0,035 \pm \pm 0,006$. Однородная модель Фаулера и Хойла дает для этого отношения (см. (22)) величину

$$\begin{aligned} \left(\frac{^{244}Pu}{^{238}U} \right)_M &= \left(\frac{^{244}Pu}{^{238}U} \right)_\Delta e^{-\lambda_{244}\delta} = \\ &= \frac{a_{244}}{a_{238}} \frac{\lambda_{238}}{\lambda_{244}} \frac{(1 - e^{-\Delta/\lambda_{244}})}{1 - e^{-\Delta/\lambda_{238}}} e^{-\lambda_{244}\delta} = \\ &= 0,010 \pm 0,002 \quad (25) \end{aligned}$$

при $\delta = 0,1 \cdot 10^9$ лет. Экспоненциальная модель приводит к тому же результату.

Это расхождение в 3,5 раза привело Фаулера к предположению о «взрыве» внезапного r -процесса нуклеосинтеза, происшедшего непосредственно перед образованием Солнечной системы¹¹ (рис. 5). Такой

взрыв требуется, чтобы произвести достаточно много ^{244}Pu , так как это не может быть достигнуто в непрерывном нуклеосинтезе до образования Солнечной системы. Однако химическое фракционирование, состоящее в обогащении плутония относительно урана примерно в три раза при образовании минерала Whitlockite, могло бы ликвидировать расхождение

*) Попытки обнаружения треков деления ^{244}Pu в том же калифорнийском бастнезите не дали положительных результатов²¹.

в относительном выходе $(^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U})_M$ без введения внезапного всплеска нуклеосинтеза перед образованием Солнечной системы. Вопрос состоит в том, какова «истинная» (нефракционированная) величина $(^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U})_M$. Подосек ²³ нашел недавно для целого метеорита St. Severin $(^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U})_M = 0,0154 \pm 0,0014$. Это может указывать на значительное фракционирование в минерале Whitlockite, меньшей компоненте целого метеорита.

	Отношение выходов		Отношение скоростей производства в r -процессе a_{A1}/a_{A2} (O)
	В настоящее время (P)	В момент образования ме- теоритов (M) $(4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9$ лет назад	
$\frac{^{244}\text{Pu}}{^{238}\text{U}}$	10 ⁻¹⁷	$0,0154 \pm 0,0014$	$0,9 \pm 0,1$
$\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}}$	$(7,25 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$	$0,313 \pm 0,026$	$1,4 \pm 0,2^*)$
$\frac{^{232}\text{Th}}{^{238}\text{U}}$	$4,0 \pm 0,2^{**})$	$2,48 \pm 0,15$	$1,65 \pm 0,15$
$\frac{^{129}\text{I}}{^{127}\text{I}}$	—	$(0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$	$1,5 \pm 0,5^{***})$

*) С учетом эффекта уменьшения выхода в r -процессе печетного A.
 **) Цартман и Вассербург ²⁴ нашли $(^{232}\text{Th}/^{238}\text{U})_P = 3,9 \pm 0,1$ в старых северо-американских вулканических породах. Стайгер и Вассербург ²⁵ нашли $(^{232}\text{Th}/^{238}\text{U})_P = 4,0$ в канадских породах. Величина $(^{232}\text{Th}/^{238}\text{U})_P = 4,2$ найдена в лунных породах.
 ***) Фаулер нашел $a_{129}/a_{127} = 1,52 \pm 0,50$, интерполируя выходы в r -процессе ^{126}Te , ^{128}Te и ^{130}Te .

В таблице приведены достаточно надежные в настоящее время параметры, которые можно использовать для построения модели нуклеосинтеза.

Из приведенных данных легко видеть, что модель одиночного внезапного синтеза при $t = \Delta'$ (без введения непрерывного синтеза до образования Солнечной системы) приводит к противоречивым результатам.

В самом деле, из уравнения (21)

$$\frac{N_{A1}}{N_{A2}} = \frac{a_{A1}}{a_{A2}} e^{-(\lambda_{A1} - \lambda_{A2})\delta}. \quad (26)$$

Отсюда, например, для ^{235}U , если принять $\delta = 0,1 \cdot 10^9$ лет, получается величина $(^{235}\text{U}/^{238}\text{U})_M = 1,66$, в пять раз выше наблюдаемой. Для $(^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U})_M$ расхождение еще больше.

Открытие ^{244}Pu на Земле в детектируемых количествах дает дополнительные основания, для того чтобы отвергнуть модель однократного внезапного синтеза, происшедшего задолго до образования Солнечной системы (в момент времени $t = \Delta' \geq 6$ млрд. лет тому назад).

Мы должны, таким образом, предположить, что r -процесс нуклеосинтеза шел непрерывно в течение длительного времени вплоть до образования Солнечной системы, и в дальнейшем будем рассматривать модель непрерывного экспоненциального синтеза, момент окончания которого совпадает с моментом образования Солнечной системы *) (рис. 6).

*) Можно также ввести дополнительный всплеск нуклеосинтеза непосредственно в момент образования Солнечной системы, но относительный вклад этого всплеска в выход ^{244}Pu , как показал Фаулер, если принять данные Подосека для метеорита St. Severin, невелик: $2,5 \pm 1,5\%$.

Из уравнения (18) для отношения выходов двух элементов A_1 и A_2 в момент образования метеоритов получим

$$\left(\frac{N_{A_1}}{N_{A_2}}\right)_M = \frac{a_{A_1}}{a_{A_2}} \frac{1 - \lambda_{A_2} T^*}{1 - \lambda_{A_1} T^*} e^{-(\lambda_{A_1} - \lambda_{A_2})\delta} \frac{e^{-\lambda_{A_1}\Delta} - e^{-\Delta/T^*}}{e^{-\lambda_{A_2}\Delta} - e^{-\Delta/T^*}}. \quad (27)$$

Вначале определим δ — время между образованием Солнечной системы и затвердеванием метеоритов.

Для этого выберем два относительно короткоживущих ядерных хронометра: ^{244}Pu и ^{235}U .

Принимая $\lambda_{244} \gg 1/T^*$, $\lambda_{235} \gg 1/T^*$ и $e^{-\lambda_{244}\Delta} \ll e^{-\Delta/T^*}$, получим

$$\left(\frac{^{244}\text{Pu}}{^{235}\text{U}}\right)_M = \frac{a_{244}}{a_{235}} e^{-\delta(\lambda_{244} - \lambda_{235})} \frac{\lambda_{235}}{\lambda_{244}}. \quad (28)$$

Отсюда, используя данные таблицы, находим

$$\delta = (0,06 \pm 0,03) \cdot 10^9 \text{ лет}. \quad (29)$$

Как уже было отмечено, величину δ можно определить также из данных по $(^{129}\text{I}/^{127}\text{I})_M$.

Если принять для отношения скоростей производства a_{129}/a_{127} значение, указанное в таблице, то для однородной модели ¹²

$$\left(\frac{^{129}\text{I}}{^{127}\text{I}}\right)_\Delta = (5 \pm 2) \cdot 10^{-3}.$$

Тогда из уравнения (24) $\delta = (0,10 \pm 0,02) \cdot 10^9$ лет. Сравнивая эту

величину с величиной δ , полученной из отношения $(^{244}\text{Pu}/^{235}\text{U})_M$, для расчета продолжительности Δ и характеристического времени T^* примем $\delta = (0,09 \pm 0,03) \cdot 10^9$ лет.

Из уравнения (27) имеем

$$\begin{aligned} \left(\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}}\right)_M &= \frac{a_{235}}{a_{238}} \frac{1 - \lambda_{238} T^*}{1 - \lambda_{235} T^*} e^{-(\lambda_{235} - \lambda_{238})\delta} \frac{e^{-\lambda_{235}\Delta} - e^{-\Delta/T^*}}{e^{-\lambda_{238}\Delta} - e^{-\Delta/T^*}}, \\ \left(\frac{^{232}\text{Th}}{^{238}\text{U}}\right)_M &= \frac{a_{232}}{a_{238}} \frac{1 - \lambda_{238} T^*}{1 - \lambda_{232} T^*} e^{-(\lambda_{232} - \lambda_{238})\delta} \frac{e^{-\lambda_{232}\Delta} - e^{-\Delta/T^*}}{e^{-\lambda_{238}\Delta} - e^{-\Delta/T^*}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Подставляя значения, приведенные в табл. I и $\delta = (0,09 \pm 0,03) \cdot 10^9$ лет и решая (30) относительно Δ и T^* , получим $\Delta = 6,0 \pm 2$, $T^* = 12,0 \pm 5$ (в единицах 10^9 лет).

Эти величины:

$$\delta = (0,09 \pm 0,03) \cdot 10^9 \text{ лет}, \quad T^* = (12,0 \pm 5) \cdot 10^9 \text{ лет}, \quad (31)$$

$$\Delta = (6,0 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ лет}, \quad \theta_{SS} = (4,7 \pm 0,1) \cdot 10^9 \text{ лет},$$

$$\theta_G = (10,7 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ лет}$$

полностью определяют модель нуклеосинтеза.

Таким образом, мы видим, что исследование следов плутония-244 в метеоритах, на Земле и на Луне позволяет не только уточнить модели

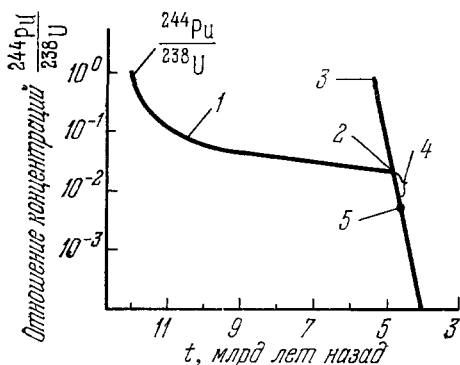


Рис. 6. Изменение со временем относительной концентрации $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$.

1 — непрерывный синтез, 2 — «конец» нуклеосинтеза, 3 — внезапный синтез, 4 — образование Солнечной системы, 5 — образование метеоритов.

нуклеосинтеза, но и существенно дополнить картину происхождения Солнечной системы. Наиболее замечательное в этом дополнении состоит в том, что, во-первых, момент окончания нуклеосинтеза, оказывается,

UNITED STATES
ATOMIC ENERGY COMMISSION
WASHINGTON D. C. 20545

February 16, 1970

OFFICE OF THE CHAIRMAN

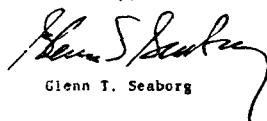
Professor Konstantin Petrzhak
Joint Institute for Nuclear
Research
Dubna, Moscow, USSR

Dear Professor Petrzhak:

During my visit to Dubna on September 28, 1969, I recall your interesting evaluation of the U-235/238 ratio in some forty meteorite samples analyzed in the Soviet Union. I have enclosed a copy of an article that appeared in the January 30, 1970, edition of the U.S. magazine "Science" that provides a similar analysis for the U-235/238 ratio obtained from lunar rock samples returned by the Apollo-11 astronauts.

I would be very interested in hearing whether this missing link, about which you inquired during my visit to Dubna, now confirms your hypothesis that "God did create the world in one day."

Sincerely,



Glenn T. Seaborg

Enclosure

Рис. 7.

не может быть слишком отдален от момента образования Солнечной системы, а, во-вторых, в том, что все тела Солнечной системы (по крайней мере метеориты, Земля и Луна) образовались по космологическим масштабам времени одновременно — за время, меньшее или порядка сотни миллионов лет ($\delta \leq 10^8$ лет) (рис. 7).

«Бог создал мир в один день!».

ПЛУТОНИЙ-244 И ЯДЕРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ

В этой главе в связи с открытием плутония-244 на Земле в детектируемых количествах обсуждается возможность изменения в прошлом стабильности ядер вследствие изменения мировых констант.

Мы не можем, однако, не обсудить еще одну возможность сохранения Pu-244 на Земле в детектируемых количествах, хотя эта возможность не укладывается в рамки обычных представлений о постоянстве физических законов. Если предположить, что скорость радиоактивного распада изменяется с космологическим временем и Pu-244 имел в прошлом больший период полураспада, т. е. был более стабилен, то было бы неудивительно, что он сохранился до нас.

Недавно Дэвис²⁶ из Кембриджа проанализировал возможность изменения стабильности ядер в прошлом и влияние такого изменения на качественные аспекты Вселенной.

Двухнуклонные системы. Наиболее простой ядерной системой, как известно, является дейтрон. В такой системе каждый нуклон можно рассматривать движущимся в некоторой прямоугольной потенциальной яме, глубиной V и шириной b . Нулевая кинетическая энергия определяется принципом неопределенности как $\pi^2/4M_N b^2$ (в единицах $\hbar = c = 1$), где M_N — масса нуклона. Если V падает быстрее, чем $1/b^2$, то система не связана. Если $Vb^2 > \pi^2/4M_N = 5,2 \cdot 10^{-14}$ см, то двухнуклонная система будет связана. Для триплетного состояния двухнуклонной системы (дейтрон) $Vb^2 \approx 7,3 \cdot 10^{-14}$ см, и дейтрон, таким образом, оказывается связанной системой, но довольно «рыхлой». Для синглетного состояния $Vb^2 \approx 4,5 \cdot 10^{-14}$ см, и так как dineйтрон и дипротон могут существовать только в синглетном состоянии, то они оказываются «только-только несвязанными».

Изменение ядерных сил на несколько процентов может оказаться достаточным, чтобы не связать дейтрон или, наоборот, связать дипротон, либо dineйтрон.

Расчет показывает, что достаточно 5% уменьшения константы связи сильного взаимодействия g_s , для того чтобы энергия связи дейтона обратилась в нуль и он перестал бы существовать в природе как стабильное ядро. Это серьезно изменило бы основную ядерную реакцию в звездах и весь нуклеосинтез в космологии — содержание водорода во Вселенной составило бы 100%.

С другой стороны, Ф. Дайсон²⁷ указал на важность того, что дипротон не связан. Расчет показывает, что достаточно только 2% увеличения в g_s , чтобы связать дипротон. Если бы дипротон (${}^2\text{He}$) был связан, в звездах происходило бы не медленное слабое взаимодействие $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$, а быстрое сильное взаимодействие $p + p \rightarrow {}^2\text{He} + \gamma$, и последующий спонтанный распад ${}^2\text{He} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$ не уменьшал бы скорости сгорания водорода с образованием дипротона, так что весь процесс шел бы в виде мгновенного взрыва. Водород катастрофически быстро сгорел бы еще в ранней Вселенной *).

Тот факт, что этого взрыва не было даже в самые отдаленные времена, означает, что дипротон не был связан даже в раннюю эпоху Вселенной, т. е. в эту эпоху ядерные силы не могли быть больше их современного значения даже на 2%! Это накладывает сильное ограничение на возможность уменьшения со временем константы сильного взаимодействия g_s :

$$\left| \frac{1}{g_s^2} \frac{dg_s^2}{dt} \right| \lesssim 4 \cdot 10^{-12} \text{ год}^{-1} \quad (32)$$

Многонуклонные системы. Радиоактивный распад. Если перейти к рассмотрению многонуклонных систем, то оказывается, что исследование их стабильности позволяет получить пределы на изменение со временем не только ядерных сил, но и сил кулоновского отталкивания, так как стабильность тяжелых ядер определяется, как известно, конкуренцией именно этих сил.

Выражая эффект сильных взаимодействий (ядерные силы) через поверхностное натяжение Σ (капельная модель) и предполагая его пропорциональным g_s^4 , получим соотношение

$$\frac{Z^2}{A} < \frac{40\pi r_0^3}{3e^2} \Sigma \sim \frac{g_s^4}{e^2} \quad (33)$$

(где $r_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-13}$ см, e — заряд электрона), которое является критерием

*) Стабильность дипротона также изменила бы ядерный синтез в горячей модели (см. выше). Вселенная содержала бы 100% (${}^4\text{He} + D + {}^3\text{He}$).

устойчивости ядра с атомным весом A и зарядом $-Ze$ относительно спонтанного деления или α -распада.

При неизменности e^2 кривая $Z^2/A = (g_S/g_S^{(0)})^4$ ($g_S^{(0)}$ обозначает современное значение константы g_S) разделит области стабильных и нестабильных ядер при различных g_S . Из рис. 8 видно, что при уменьшении g_S на 25% биологически важные элементы, подобные железу, становятся нестабильными. 50%-ное уменьшение сил ядерного взаимодействия серьезно изменит стабильность даже углерода.

Эти аргументы ограничивают возможность увеличения со временем константы g_S , хотя использованные для оценок модели могут показаться недостаточно строгими.

Броулик и Трефил (1971 г.)²⁸ отметили, что можно также получить оценку предела возможного уменьшения g_S со временем (или увеличения e^2), если использовать неустойчивые ядра, не встречающиеся в природе, но имеющие достаточно длинный период полураспада ($T_{1/2} \sim 10^7$ лет). Если g_S было больше (или e^2 меньше) в прошлом, могло быть время, когда эти элементы были стабильными относительно α -распада. Однако это время не может быть меньше $\approx 10T_{1/2}$ лет тому назад, иначе бы выход этих элементов был сейчас обнаружен.

Броулик и Трефил выбрали плутоний-244, который в июле 1971 г. являлся лучшей кандидатурой для такой оценки, так как он имеет наиболее длинный период полураспада из короткоживущих изотопов и не был найден в то время на Земле.

Предел, полученный ими:

$$\left| \frac{1}{g_S^2} \frac{dg_S^2}{dt} \right| < 2,3 \cdot 10^{-11} \text{ год}^{-1} \quad \text{при} \quad e^2 = \text{const},$$

$$\left| \frac{1}{e^2} \frac{de^2}{dt} \right| < 2,3 \cdot 10^{-11} \text{ год}^{-1} \quad \text{при} \quad g_S^2 = \text{const}.$$
(34)

Но, как мы знаем, буквально четыре месяца спустя, в ноябре 1971 г. Pu-244 был обнаружен в бастнезите. Это, конечно, нельзя считать указанием в пользу изменения констант g_S^2 или e^2 , однако такая оценка пределов изменения g_S (по ^{244}Pu) приводит теперь к малоинтересной величине $\sim 10^{-10}$ (аргумент, основанный на несуществовании дипротона, гораздо сильнее!).

Что касается пределов возможного изменения e^2 ²⁹, то еще в 1967 г., исследуя β -распад $^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os}$, Дайсон получил более строгие пределы

$$\frac{1}{e^2} \frac{de^2}{dt} \leq 3 \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1},$$

$$\frac{1}{e^2} \frac{de^2}{dt} \geq -11 \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1}.$$
(35)

Эти сильные пределы получены в предположении постоянства константы сильного взаимодействия: энергетическая разность двух нуклидов ΔE предполагалась зависящей от времени только через константу e^2 .

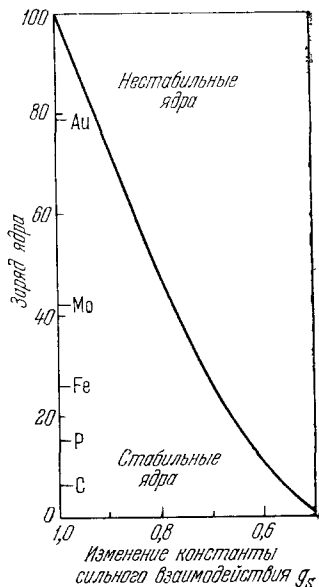


Рис. 8. Ядерная стабильность как функция изменения константы сильного взаимодействия.

В первом приближении, чтобы оценить зависимость ΔE от e^2 и g_s^2 одновременно, можно рассматривать ядро как сферу радиуса r_0 (ферми-газ). Кулоновская энергия получается усреднением избытка протонов в ядре и дает множитель, пропорциональный $Z^2 e^2 / r_0$. Разность в энергии Ферми

протонов и нейтронов дает множитель, пропорциональный $(1/r_0^2) [(Z/A)^{2/3} - (N/A)^{2/3}]$. Предполагая $r_0 \propto g_s^{-2}$, имеем

$$\Delta E = A_1 g_s^4 - A_2 g_s^2 e^2. \quad (36)$$

Таким образом, мы видим, что в случае $\Delta E \approx 0$ — случай ^{187}Re и др., можно сделать ΔE неизменяющейся величиной, если e^2 изменяется так же, как и g_s^2 :

$$e^2 \propto g_s^2 \sim f(t), \quad (37)$$

где t — время.

На рис. 9 изображены границы ядерной стабильности «реперных» изотопов как функции относительного изменения сильного и электромагнитного взаимодействий. В средней части рисунка проведена прямая, соответствующая изменению $g_s \propto e$. Тонкая штрихованная полоса изображает допустимую область изменений этих констант. Эта полоса не распространяется неограниченно, так как с одной стороны она пересекает бы линию стабильности урана-238 в области больших g_s и e ,

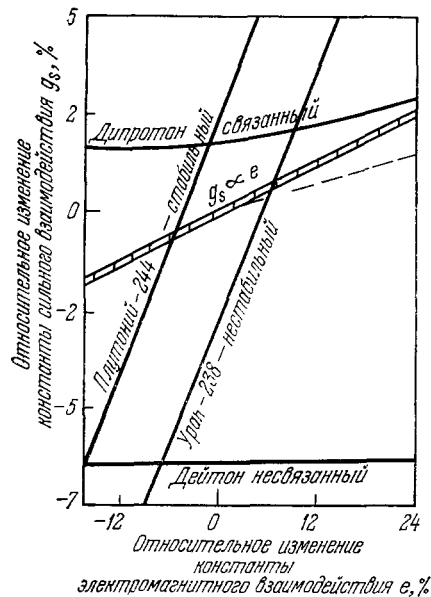


Рис. 9. Диаграмма ядерной стабильности при изменении констант электромагнитного и сильного взаимодействий.

а вскоре после этого линию дипротона. С другой стороны она ограничена линией стабильности ^{244}Pu . Чтобы избежать пересечения дипротонной линии даже в раннюю эпоху, изменение g_s должно быть медленнее — так, как показывает штриховая линия.

Таким образом, ядерная стабильность не запрещает одновременного небольшого изменения с космологическим временем констант сильного и электромагнитного взаимодействий, но сильно ограничивает эту возможность.

ДОКАЗАНО ЛИ ПОСТОЯНСТВО ВО ВРЕМЕНИ СКОРОСТИ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА?

Нашей целью здесь не является обсуждение множества гипотез, предполагающих, что различные фундаментальные физические постоянные на самом деле изменяются с космологическим временем ^{30–36}, но совершенно естественно, особенно в связи с открытием плутония-244 в природе, возникает вопрос: существуют ли прямые доказательства постоянства констант? Одно из самых известных доказательств относится к исследованию спектральных линий удаленных галактик. Набор частот этих линий, возникших миллиарды лет тому назад, эквивалентен набору частот тех же линий, создаваемых в земных лабораториях. Разность между двумя наборами приписывается доплеровскому красному смещению. Эта аргументация в пользу постоянства констант может оказаться тем более веской, если подтвердится, что такие космические объекты как квазары находятся от нас на космологических расстояниях.

Существует другое доказательство, которое было получено примерно 60 лет назад³⁷. Это — информация, получаемая из своеобразного геологического явления, наблюдающегося в некоторых минералах (слюды, шпаты) и известного под названием плеохроических ореолов. Плеохроические ореолы — это кольцеобразно окрашенные зоны, которые образуются вокруг микровключений зерен радиоактивных веществ под действием испускаемых ими α -частиц. α -частицы движутся прямолинейно через вещество, теряя энергию на ионизацию, причем ионизирующее действие α -частиц достигает максимума в конце пробега и затем резко падает до нуля.

Возникновение ореолов обусловлено ионообразованием, и радиус плеохроического кольца на срезе слюды определяет величину пробега группы α -частиц данной энергии, испускаемых распадающимися ядрами в центре кольца. Таким образом, размер кольца — непосредственное свидетельство того, каков был пробег α -частиц в прошлом, точный протокол события, происшедшего сотни миллионов лет тому назад. Например, если в некоторый момент времени в прошлом небольшое зерно радиоактивного урана-238 внедрилось в биотитную среду, оно может дать цепочку последовательных распадов, образуя в данном случае восемь групп α -частиц, каждая из которых обладает характерной энергией и, следовательно, пробегом. Слюда химически затемняется в конце их пробега, и в ней в течение некоторого периода времени (~ 3 млн. лет) образуются восемь концентрических темных сфер.

Длина пробега R_α зависит от энергии α -частиц, поэтому изменение энергии α -частиц за космологически длинные отрезки времени должно привести к изменению пробегов α -частиц, кроме того, если закон Гейгера — Нэттола $\ln R_\alpha = A + B \ln \lambda$ справедлив в течение таких длинных отрезков времени, то по изменению пробега α -частиц можно косвенно говорить и об изменении скорости радиоактивного распада.

Поэтому сравнение старых радиусов ореолов с эквивалентными сегодняшними пробегами может обнаружить какое-либо изменение в константах распада λ . Такое сравнение было сделано рядом авторов^{38, 39} около 40 лет назад. Однако, как показал недавно⁴⁰ Рихард Спектор из Мичиганского Университета, эти измерения не только не устанавливают постоянство во времени констант радиоактивного распада, но и в некоторых случаях даже, возможно, указывают на обратное. Гендерсон³⁸ в 1934 г. использовал для измерения размеров плеохроических колец специально сконструированный фотометр в комбинации с микроскопом.

Исследовались слюды из докембрийских и девонских пород (возрасты от 500 до 300 млн. лет). При этом сравнение пробегов в этих древних слюдах с современными пробегами α -частиц Гендерсон производил не непосредственно, а путем пересчета пробегов в слюде на эквивалентные пробеги в воздухе и последующего сравнения с современными данными по пробегам в воздухе. Это требовало введения коэффициента преобразования воздух — слюда («фактора обращения»). Нормируя один пробег в слюде для согласования его с эквивалентным пробегом в воздухе, т. е. один раз определяя эмпирический фактор обращения воздух — слюда, Гендерсон утверждал общее согласие в пределах 3% между старыми и современными пробегами для многих десятков плеохроических колец тория и урана. Согласование пробегов с такой точностью в то время могло считаться убедительным доказательством постоянства во времени α -распада, так как возраст Вселенной принимался тогда равным $\theta_p = 2 \cdot 10^9$ лет, и для докембрийских слюд естественно было искать расхождение $\Delta R/R \sim \sim \Delta t/t \sim 25\%$, а для девонских слюд $\sim 15\%$. Сейчас необходима более высокая точность, так как необходимо искать расхождение: для докембрийских слюд $\Delta R/R \sim 5\%$, а для девонских $\Delta R/R \sim 3\%$.

Однако действительная ситуация, касающаяся ранних исследований плеохроических колец, еще более запутана. Оказывается, Гендерсон не учитывал зависимость фактора обращения воздух — слюда от энергии α -частиц, в то время как недавние работы показали ⁴¹, что фактор обращения воздух — слюда изменяется с ростом энергии в области энергий α -частиц от 4,5 Мэв до 7,5 Мэв более чем на 7%. Учет этой зависимости, как показано в работе ⁴⁰, приводит к отклонениям в несколько процентов старых пробегов (по измерениям Гендерсона) от современных.

Отсюда ясно, что ранние измерения плеохроических ореолов могут считаться доказательством постоянства скорости радиоактивного распада только с точностью не более 7—10%, в то время как для проверки гипотез о переменности констант необходимы измерения, погрешность которых не превышает по крайней мере 1 — 2%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружение следов плутония-244, а также ¹²⁹I и других исчезнувших нуклидов в Солнечной системе значительно проясняет картину нуклеосинтеза в нашей Галактике. Независимо от того, происходит ли образование элементов в процессе непрерывного синтеза вплоть до возникновения Солнечной системы или с дополнительным «всплеском» внезапного синтеза непосредственно в момент образования Солнечной системы, главное заключение сводится к тому, что весь нуклеосинтез происходит не на ранних стадиях расширения Вселенной, а в течение длительного времени после образования Галактики. В модели непрерывного экспоненциального нуклеосинтеза, как мы видели, продолжительность его составляет величину $\Delta = 6,0$ млрд. лет.

Другое важное заключение относится к возможности определения временного интервала между нуклеосинтезом и образованием Земли и метеоритов: $\delta = 10^8$ лет. Эта величина оказывается достаточно малой по сравнению с продолжительностью нуклеосинтеза.

Поскольку короткоживущие изотопы дают полезную информацию о ранней истории Солнечной системы, было бы, конечно, желательно расширить список таких хронометров, как Рn-244 и I-129. Недавно, например, было показано ⁴², что многообещающими хронометрами могут оказаться изотопы ²⁰⁵Pb ($T_{1/2} = 1,5 \cdot 10^7$ лет) и ¹⁴⁶Sm ($T_{1/2} = 1,2 \cdot 10^8$ лет) (они образуются соответственно в *s*- и *p*-процессах нуклеосинтеза).

Интересно также рассмотреть хронологические возможности ²⁴⁷Cm ($T_{1/2} = 1,6 \cdot 10^7$ лет), который образуется, как ²⁴⁴Pu и ¹²⁹I, в *r*-процессе нуклеосинтеза ^{43,48}.

²⁴⁷Cm распадается в ²³⁵U, поэтому указанием на присутствие ²⁴⁷Cm в момент образования Солнечной системы может служить аномалия в изотопном составе урана — избыток урана-235 относительно урана-238. Этот избыток может стать значительным, если существует большое химическое фракционирование ²⁴⁷Cm относительно урана-238 при образовании метеоритного материала. Химическое фракционирование существенно влияет на содержание актинидов в материале Солнечной системы, и если этот эффект не учесть, то данные по выходу этих элементов в нуклеосинтезе оказываются неопределенными.

Для построения модели нуклеосинтеза необходимо, конечно, знать «истинные», не фракционированные величины (²⁴⁴Pu/²³⁸U)_м и (²⁴⁷Cm/²³⁸U)_м. В этом отношении наблюдение U — Cm фракционирования могло бы дать дополнительное подтверждение предположений, сделанных при хронологических исследованиях по поводу фракционирования плутоний — уран.

Подосек и Левис ⁴⁴ нашли для концентрации плутония-244 в белых включениях в метеорите Алленде величину $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U} = 0,087$, которую трудно объяснить современными космохронологическими представлениями (см. выше). Сравнение этой величины с результатом ²³ для целого метеорита предполагает обогащение плутония в 5—6 раз в данном образце относительно нефракционированной величины. А химическое поведение актинидов таково, что уран-куроевое фракционирование больше, чем уран-плутониевое, поэтому следует ожидать в этом метеорите заметной аномалии в отношении U-235/U-238 .

Другое важное следствие при исследовании следов ^{244}Pu в метеоритах можно получить, если предположить, что температура, при которой уран-куроевое фракционирование было «заморожено», выше температуры, при которой метеорит удерживает ксенон. В этом случае избыток ^{235}U будет зависеть от величины временного интервала между моментом «замораживания» фракционирования и моментом удержания ксенона, т. е. от дополнительных деталей ранней истории Солнечной системы.

Пять актинидных изотопов (^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{244}Pu и ^{247}Sm) позволяют получить сведения о производстве элементов в r -процессе в значительной массовой области, а также уточнить во временной шкале картину происхождения небесных тел Солнечной системы. Этим последним мы обязаны прежде всего исследованию следов короткоживущих нуклидов ^{129}I и ^{244}Pu на Земле, в метеоритах и на Луне. Однако не следует также забывать и о том, что большая неоднозначность в экспериментальных данных по содержанию ^{244}Pu в метеоритах и неожиданное обнаружение этого изотопа на Земле в детектируемых количествах сохраняет пока возможность объяснения этих данных с помощью гипотез о неинвариантности радиоактивного распада по отношению к космологически длинным промежуткам времени. Если скорость радиоактивного распада изменяется с космологическим временем, то картина нуклеосинтеза и происхождения Солнечной системы значительно усложняется *). Чтобы экспериментально отвергнуть эту возможность, было бы желательно, в частности, произвести переисследование плеохроических колец на современном уровне экспериментальной техники.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Я. Б. Зельдовичу за своевременные и справедливые замечания и Л. Э. Гуревичу за весьма полезные обсуждения и стимулирующие замечания, благодарят С. Б. Пикельнера за ознакомление с его работой и К. А. Петржака за предоставление письма Г. Сиборга и дискуссии.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

АН СССР

Радиовый институт им. В. Г. Хлопина

АН СССР, Ленинград

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. Rutherford, Nature **123**, 313 (1929).
2. D. D. Clayton, Comm. Astrophys. and Space Phys. **4**, 29 (1972).
3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., «Наука», 1967; Я. Б. Зельдович, УФН **95**, 209 (1968); Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, М., «Наука», 1975.

*) Как отметил недавно Гинзбург ⁴⁵, главный вопрос (по крайней мере главный с точки зрения физиков) — приведет ли астрономия к столь желанному для ряда ее представителей изменению каких-либо фундаментальных физических представлений? Примерами таких изменений могло бы быть обнаружение изменения физических констант со временем или отклонение от известных физических законов при больших плотностях.

4. C. Hayashi, *Progr. Theor. Phys.* 5, 224 (1950); *ibid.*, Suppl. 49, 248 (1971).
5. Д. Д. Клейтон, УФН 99, 439 (1969).
6. D. D. Clayton, *Astrophys. J.* 139, 637 (1964).
7. R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *ibid.* 149, 577 (1967).
8. D. D. Clayton, *Nature* 224, 56 (1969).
9. R. L. Brodzinski, D. C. Conway, *Phys. Rev.* B138, 1368 (1965).
10. J. H. Bahcall, *ibid.* 124, 495 (1961).
11. W. A. Fowler, *Cosmology, Fusion and Other Matters*, Boulder, Colorado, 1972, p. 67.
12. а) F. Hoyle, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 132, 565 (1960); б) D. N. Schramm, W. A. Fowler, *Nature* 231, 103 (1971).
13. C. M. Hohenberg, *Earth and Planet. Sci. Lett.* 3, 357 (1967); *Science* 156, 202 (1967).
14. F. A. Podosek, *Geochim. and Cosmochim. Acta* 34, 341 (1970).
15. S. B. Pikelner, *Comm. Astrophys. and Space Phys.* 6, 15 (1974).
16. P. K. Kuroda, *Nature* 187, 36 (1960); *Geochim. and Cosmochim. Acta* 24, 40 (1960).
17. E. C. Alexander, R. S. Lewis, J. H. Reynolds, M. C. Mickel, *Science* 172, 837 (1971).
18. D. C. Hoffman, F. O. Lawrence, J. L. Mewherter, F. M. Rourke, *Nature* 234, 132 (1971).
19. *Nature* 234, 123 (November 19, 1971).
20. G. Grozaz et al., *Geochim. and Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, 1623 (1972).
21. R. L. Fleischer, C. W. Naeser, *Nature* 240, 465 (1972).
22. G. J. Wasserburg, J. C. Huneke, D. S. Burnett, J. *Geophys. Res.* 74, 4221 (1969).
23. F. A. Podosek, *Geochim. and Cosmochim. Acta* 36, 755 (1972).
24. R. E. Zartman, G. J. Wasserburg, *ibid.* 33, 901 (1969).
25. R. H. Steiger, G. J. Wasserburg, *ibid.*, p. 1213.
26. P. C. W. Davies, *J. Phys.* A5, 1296 (1972).
27. F. J. Dyson, *Sci. Am.* 225, 51 (1971).
28. B. Broulik, J. S. Trefil, *Nature* 232, 246 (1971).
29. Я. М. Крамаровский, В. П. Чечев, УФН 102, 141 (1970).
30. P. A. M. Dirac, *Nature* 139, 323 (1937); *Proc. Roy. Soc.* A165, 199 (1938); A333, 419 (1973).
31. G. Gamow, *Phys. Rev. Lett.* 19, 759 (1967).
32. E. Teller, *Phys. Rev.* 73, 801 (1948).
33. R. A. Alpher, *Amer. Sci.* 61, 52 (1973).
34. К. П. Станюкович, в кн. *Теория относительности и гравитация*, М., Изд-во Московск. ун-та, 1971, стр. 3.
35. O'Hanlon, Jr., K. K. Tam, *Progr. Theor. Phys.* 41, 1596 (1969).
36. V. P. Chechev, L. E. Gurevich, Ya. M. Kramarovskiy, *Phys. Lett.* B42, 261 (1972); V. P. Chechev, Ya. M. Kramarovskiy, *Contemp. Phys.* 13, 61 (1972).
37. J. Joly, *Phil. Mag.* 7, 37 (1907).
38. M. Genderson, *Proc. Roy. Soc.* A145, 563, 582, 591 (1934).
39. И. Е. Старик, *Ядерная геохронология*, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1961.
40. R. Spector, *Phys. Rev.* A5, 1323 (1972).
41. H. Bichsel, C. Tschalar, *ibid.* 175, 476 (1968).
42. J. B. Blake, T. Lee, D. N. Schramm, *Nature (Phys. Sci.)* 242, 98 (1973).
43. J. Audouze, D. N. Schramm, *Nature* 237, 447 (1972).
44. F. A. Podosek, R. S. Lewis, *Earth and Planet. Sci. Lett.* 15, 101 (1972).
45. В. Л. Гинзбург, *О физике и астрофизике*, М., «Наука», 1974.
46. В. А. Белинский, Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, УФН 102, 463 (1970); Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, *ЖЭТФ* 61, 2161 (1971).
47. F. Hoyle, W. A. Fowler, *Nature* 241, 384 (1973); H. Reeves, J. Audouze, W. A. Fowler, D. N. Schramm, *Astrophys. J.* 179, 909 (1973).
48. J. B. Blake, D. N. Schramm, *Nature (Phys. Sci.)* 243, 138 (1973).