

# КОСМОНАВТИКА, АСТРОНОМИЯ

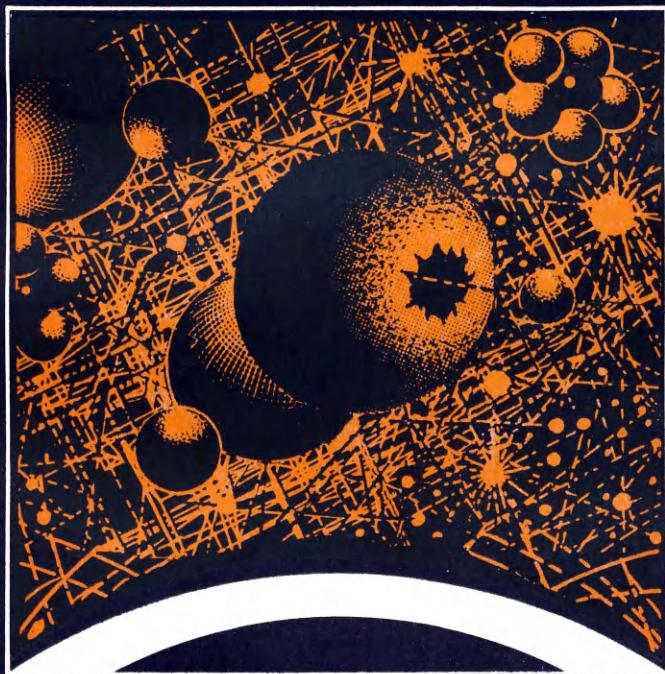
ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ



1985/5

Уильям Фаулер

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ  
ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА :  
ПРОБЛЕМА ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ  
(ИЗ ЦИКЛА **СОВРЕМЕННЫЕ  
ПРОБЛЕМЫ АСТРОФИЗИКИ** )**



**ЗНАНИЕ**

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

# **КОСМОНАВТИКА, АСТРОНОМИЯ**

5/1985

Издается ежемесячно с 1971 г.

Уильям А. Фаулер

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА:**

**ПРОБЛЕМА ПРОИСХОЖДЕНИЯ  
ЭЛЕМЕНТОВ**

(из цикла **СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ  
АСТРОФИЗИКИ**)

Перевод с английского

Издательство «Знание» Москва 1985

**ББК 22.63**  
**Ф 28**

**William A. Fowler**  
**Experimental and theoretical**  
**nuclear astrophysics:**  
**the quest for the origin**  
**of the elements**  
**Nobel lecture**

**Фаулер У. А.**

**Ф 28** Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика: Проблема происхождения элементов/ Современные проблемы астрофизики: Пер. с англ. — М.: Знание, 1985. — 64 с., ил. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Космонавтика, астрономия»; № 5).

11 к.

В конце 1983 г. за достижения в области ядерной астрофизики профессору Калифорнийского технологического института У. А. Фаулеру (род. 1911) была присуждена Нобелевская премия по физике. В брошюре представлена Нобелевская лекция, прочитанная ученым при получении премии.

Брошюра рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся современными проблемами астрофизики.

**1705040000**

**ББК 22.63**  
**524**

Copyright© The Nobel Foundation, 1984.  
© Перевод на русский язык с сокращением,  
издательство «Знание», 1985 г.

*Ad astra per aspera et per ludum*<sup>1</sup>.

## ВВЕДЕНИЕ

Мы живем на планете Земля, обогреваемой лучами ближайшей к нам звезды, называемой Солнцем. Энергия этих солнечных лучей берет свое начало в ядерном горении водорода, превращающегося в гелий в глубоких недрах Солнца. Этот вывод сделал в 1920 г. А. Эддингтон, а в 1939 г. Г. Бете разработал подробную теорию ядерного горения водорода, за что был удостоен Нобелевской премии по физике в 1967 г.

Вся жизнь на Земле, включая наше собственное существование, зависит от солнечного света, а следовательно, и от ядерных процессов в недрах Солнца. Но не Солнце произвело химические элементы, обнаруживаемые на Земле и в наших телах. Первые два элемента, водород и гелий, а также их изотопы образовались в течение первых нескольких минут расширения Метагалактики в эпоху очень высоких температур и плотностей, называемую «Большим Взрывом». Небольшое количество лития, третьего элемента в Периодической таблице, также образовалось при «Большом Взрыве», однако остальное количество лития, весь бериллий (четвертый элемент) и весь бор (пятый элемент) произошли при раскалывании (скалывании) еще более тяжелых элементов в межзвездной среде частицами космических лучей. Все эти три элемента, в общем, мало распространены в природе, что согласуется с объяснением их происхождения.

Но где же образовались более тяжелые элементы?

Согласно общепринятым представлениям все они, начиная от углерода (шестого элемента) и до наиболее долгоживущего радиоактивного урана (92-го элемента), производятся в ядерных процессах в недрах звезд нашей Галактики. Звезды, которые сейчас видны на небе

---

<sup>1</sup> К звездам через тернии и забавы (лат.).

в виде Млечного Пути (в Швеции его еще называют Зимней Улицей), входят в состав спиральных рукавов Галактики. Невооруженному глазу доступна лишь ничтожная доля 100 млрд. звезд, насчитывающихся в Галактике. Астрономы работают сейчас почти во всем диапазоне электромагнитного спектра и могут наблюдать гораздо больше звезд Галактики и даже отдельные звезды других галактик.

Звезды, в которых синтезировались имеющиеся в Солнечной системе тяжелые химические элементы, образовывались, т. е. рождались, эволюционировали, т. е. старели, и, в конце концов, выбрасывали в межзвездную среду продукты своего ядерного горения на протяжении всей жизни Галактики еще *до того*, как сформировалась сама Солнечная система 4,5 млрд. лет назад.

Как полагают, возраст Галактики составляет более 10 млрд. лет, но менее 12 млрд. лет. Во всяком случае Галактика намного старше Солнечной системы. Выброс ядерной золы, или, иначе говоря, новых сформировавшихся элементов, осуществляется либо в результате медленной потери массы звездой почтенного возраста, находящейся на так называемой стадии *гиганта*, либо в результате относительно частых вспышек звезды, которые астрономы называют Новыми, либо в результате драматического заключительного звездного взрыва, называемого *Сверхновой*. Явление Сверхновой можно связать со смертью звезды, и тогда оставшиеся после этого белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры можно представить как звездное царство мертвых.

Итак, Солнце, Земля и остальные планеты Солнечной системы под действием сил тяготения и вращения сконденсировались в межзвездной среде из газовой протосолнечной туманности, содержащей водород и гелий, образовавшиеся при «Большом Взрыве», с примесью более тяжелых элементов, синтезированных более ранним поколением галактических звезд. Процесс обогащения звезд межзвездной средой иллюстрируется рис. 1.

Этот вывод можно обобщить на последующие поколения галактических звезд, а отсюда следует заключение, что содержание тяжелых элементов в межзвездной среде и в сформировавшихся из нее звездах увеличивается со временем. Как было показано, содержание тяжелых элементов в самых старых звездах галактического гало, т. е. в тех, которые согласно нашим представ-

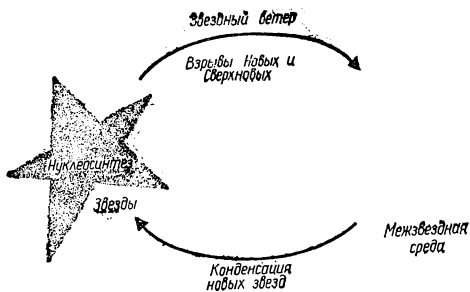


Рис. 1. Схема ядерного синтеза (или, как говорят, нуклеосинтеза) в условиях Галактики (выброс массы гигантами называют обычно звездным ветром)

лениям сформировались первыми, составляет менее 1% содержания тех же элементов, характерного для Солнечной системы. Для самых старых звезд галактического диска оно примерно равно 10% от характерного для Солнечной системы. Из сформировавшихся первыми только маломассивные звезды дожили до наших дней — так называемое звездное население типа II. Имеющееся в них небольшое содержание тяжелых элементов могло быть производно еще более ранним, но более массивным поколением звезд — населением типа III, быстро исчерпавшим свое ядерное горючее и существовавшим лишь небольшой промежуток времени. Звезды галактического диска, формирующиеся в нем на протяжении всей жизни Галактики, относят к звездному населению типа I.

Речь здесь идет об образовании химических элементов в результате ядерного синтеза в галактических звездах. Этот процесс с равным успехом может осуществляться и в других галактиках (например, в схожей с нашей Туманностью Андромеды), и поэтому он, как говорят, является универсальным. И астрономические наблюдения других галактик дают важную информацию для изучения ядерного синтеза элементов в звездах.

Физика основных процессов выделения энергии и образования химических элементов в звездах относится к *ядерной астрофизике*. Последняя представляет собой совершенно безвредное приложение ядерной физики в противоположность разработкам ядерных реакторов и атомных бомб. Это звучит парадоксом для человека, вы-

бравшего для себя профессию ядерного физика. И тем не менее я вполне уверен в следующем. Наука, объясняющая происхождение солнечного света, не должна использоваться для того, чтобы черное облако пыли закрыло этот свет над нашей планетой.

Как характерно и для всей физики в целом, ядерная астрофизика связана с экспериментальными и теоретическими работами в этой области, что отражено в первой части названия лекции. В этой лекции будут рассмотрены результаты ядерных экспериментов и их теоретическая интерпретация, причем почти не будут затронуты другие теоретические аспекты данной дисциплины. Мы не будем касаться и наблюдательной работы астрономов и космохимиков, которая совершенно необходима для завершения цикла эксперимент—теория—наблюдение. Не встретятся здесь и подробные результаты расчетов ядерного синтеза химических элементов и их изотопов, полученные теоретиками-астрофизиками на основании астрофизических условий, действующих на разных стадиях звездной эволюции.

Наибольший мой интерес вызывают экспериментальные данные, их анализ и соответствующее применение в теоретических моделях звезд. В каком-то роде меня продолжают впечатлять слова Марка Твена, сказанные им 109 лет назад: «В науке есть что-то обворожительное. Вкладываешь в нее пустячный факт, а получаешь на сей счет целый ворох соображений». Что касается меня, то в изречении Марка Твена я вижу вызов экспериментатору. Тот должен стараться, чтобы раскрываемые им факты природы не были бы «пустячными».

Экспериментальные и теоретические изыскания часто весьма трудоемки. К счастью, они облегчаются тем, что занятие это довольно увлекательное, а полученные результаты приносят ученому духовное удовлетворение. Мне представляется, что и нелегкий труд ученого, и его увлеченность оправдываются в некотором отношении тем, что общество может получить соответствующие дивиденды в виде технических приложений полученных результатов. Хотелось бы, чтобы меня верно поняли: совершенно не желая принизить важность этих приложений, я не могу спокойно созерцать и то, что техническое воплощение идей часто оказывается «палкой о двух концах».

По сути своей данная лекция посвящена нелегкой

работе ядерного астрофизика, приносящей в случае успеха наслаждение и духовное удовлетворение. И эта работа действительно была бы непосильно тяжелой, если бы не увлеченность ученого. Это обстоятельство отражено в латинском выражении, взятом мною в качестве эпитафии к лекции и в вольном переводе означающем: «Через нелегкую работу и увлеченность к звездам». Или, иначе: «Не работой единой жив человек», если перефразировать известное библейское изречение.

После этого отступления ответим теперь на вопрос: «Каковы же задачи ядерной астрофизики?» Во-первых, ядерная астрофизика пытается разобраться в процессах выделения энергии в Солнце и остальных звездах на всех стадиях их эволюции. Выделение энергии в ядерных процессах сопровождается превращением одних атомных ядер в другие, в сумме имеющие меньшую массу. Этот небольшой дефект массы, помноженный на квадрат скорости света, равняется согласно А. Эйнштейну сравнительно большому количеству энергии, которое и высвобождается в данных процессах.

Этим первая задача ядерной астрофизики тесно связана со второй — попыткой выяснить, при каких ядерных процессах, протекающих при различных астрофизических явлениях, образовалось относительное содержание химических элементов и их изотопов, имеющееся в природе (отсюда и вторая часть названия лекции). На рис. 2 графически представлена зависимость содержания различных атомов в природе от атомной массы. Данные, представленные на этом графике, впервые были систематизированы Г. Зюссом и Г. Юри в 1956 г. на основании химического состава земной коры, метеоритов, Солнца и звезд и скорректированы с учетом последующих измерений А. Камероном (1982 г.). Большой вклад в экспериментальное определение скоростей превращения атомных ядер, что весьма важно для расчета химического состава Солнца и звезд, осуществлен моим сотрудником Уордом Уолингом, Его обзор, как и некоторые упоминаемые здесь (например, А. Камерона), вошли в сборник «Труды по ядерной астрофизике», который состоит из ряда обзоров по различным аспектам ядерной астрофизики по состоянию на 1982 г.

Содержание элементов, отраженное на рис. 2, часто называют «универсальным» или «космическим», но в действительности оно представляет собой главным обра-



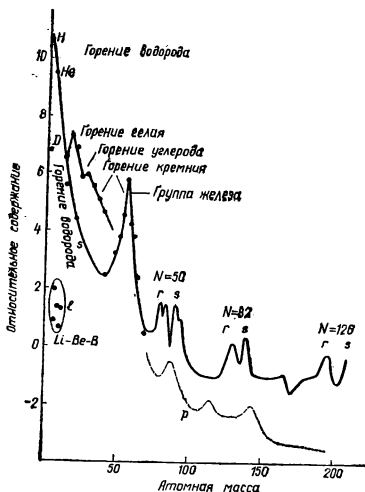


Рис. 2. Зависимость относительного содержания элементов (для кремния принято равным  $10^8$ ) от атомной массы

зом распространённость различных атомов в Солнечной системе и в звездах главной последовательности, имеющих одинаковую массу и возраст с Солнцем. В связи с чем это содержание элементов кратко можно назвать «солнечным».

## РАННИЙ ЭТАП ИЗУЧЕНИЯ СИНТЕЗА ЭЛЕМЕНТОВ

В 1950 г. Георгий Гамов и его сотрудники Р. Альфер и Р. Герман попытались объяснить синтез всех элементов на стадии «Большого Взрыва», рассматривая неравновесный процесс (т. е. в отсутствие термодинамического равновесия и обратных процессов. — *Прим. ред.*) захвата нейтронов ядрами с последующим испусканием гамма-квантов и электрона при бета-распаде образовавшегося более тяжелого ядра. Синтез осуществлялся последовательно на единицу массы, так как масса нейтрона примерно равна одной атомной массе согласно используемой в физике шкале масс. Как подчеркнули ученые, их теория столкнулась с серьезными затруднениями при объяснении синтеза атомных ядер с атомными массами больше 4 ( ${}^4\text{He}$ ), поскольку не су-

ществует никаких стабильных ядер с атомными массами 5 и 8. Энрико Ферми и Антоний Туркевич бесстрашно пытались перекинуть мост через «провал массы», но безуспешно и позволили Альферу и Герману опубликовать результаты своей неудачной попытки. По прошествии 17 лет Р. Вагонер, У. Фаулер и Ф. Хойл, вооруженные данными о ядерных реакциях, накопившимися за этот промежуток времени, сумели в рамках приемлемых космологических моделей объяснить образование  ${}^7\text{Li}$  в количестве  $10^{-8}$  от суммарной массы водорода и гелия. Образование всех остальных тяжелых элементов не превышало по массе  $10^{-11}$ . Эти же ученые получили удовлетворительное согласие содержания  ${}^2\text{D}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$ , образовавшихся в данном процессе, с наблюдательными данными. Соответствующие наблюдения и теоретические расчеты часто используются для конкретизации космологической модели, и последние данные, в общем, свидетельствуют в пользу так называемой открытой модели, согласно которой космологическое расширение должно продолжаться неограниченно.

Именно в связи с проблемой «провала массы» Келлоггская радиационная лаборатория при Калифорнийском технологическом институте впервые стала заниматься (хотя и невольно) астрофизическими и космологическими проблемами. Прежде чем продолжить нашу основную тему, уместно будет кратко рассказать о возникновении Келлоггской радиационной лаборатории, в которой я работаю в течение 50 лет. Ее проектированием и строительством в 1931—1932 гг. руководил Чарлз Кристиан Лауритсен. Роберт Эндрюс Милликен, возглавлявший Калифорнийский технологический институт, выпросил необходимые средства для лаборатории у американского «короля кукурузных хлопьев» У. К. Келлогга. Лаборатория создавалась для физических исследований рентгеновского излучения энергией 1 МэВ и изучения его применимости для лечения рака. В 1932 г. Дж. Кокрофт и Э. Уолтон обнаружили, что с помощью протонов (ядер самого легкого изотопа водорода  ${}^1\text{H}$ ), ускоренных до энергий значительно меньше 1 МэВ, можно осуществлять расщепление атомных ядер. Ч. Лауритсен тут же переоборудовал одну из своих рентгеновских трубок в ускоритель положительных ионов (трубки питались от трансформатора переменного тока!) и начал исследования в области ядерной физики. В том,

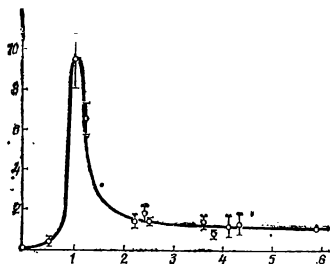


Рис. 3. Отношение сечений обратного рассеяния при бомбардировке нейтронами ядер гелия и водорода в зависимости от энергии нейтронов (в мегаэлектронвольтах)

что решение Ч. Лауритсена было верным, Р. Милликена убедили Роберт Оппенгеймер и Ричард Толмен. Р. Оппенгеймер активно включился в теоретическую интерпретацию первых экспериментальных результатов, полученных в Келлоггской лаборатории в этот решающий для нее период.

Ч. Лауритсен был моим руководителем при работе над докторской диссертацией в 1933—1936 гг., и я тесно продолжал сотрудничать с ним вплоть до его кончины. Именно он привил мне убеждение, что физические исследования являются и непростым, и увлекательным делом. По национальности Ч. Лауритсен был датчанином и, помимо физики, достиг совершенства как скрипач, архитектор и инженер. Ему нравились произведения шведского поэта и композитора XVIII в. Карла Бельмана, и он играл и пел его песни перед своими учениками. Как известно, многие песни Бельмана были застольными, что делало их более привлекательными.

Однако теперь необходимо перейти к тому, как Келлоггская радиационная лаборатория впервые столкнулась с проблемой «провала массы» при атомной массе 5. В 1939 г. сотрудники лаборатории Ганс Стауб и Уильям Стефенс обнаружили резонансное рассеяние нейтронов на ядрах  ${}^4\text{He}$  при орбитальном моменте, равном 1 в единицах постоянной Планка (так называемые  $p$ -волны), и энергии, несколько меньшей 1 МэВ (рис. 3). Этим подтвердились результаты предыдущих исследований данной реакции, полученные Дж. Уильямсом, У. Шефердом и Р. Хаксби в 1937 г., и было показано, что основное состояние ядра  ${}^5\text{He}$  является нестабильным. При своем образовании оно тут же распадается! Позже

обнаружилось, что нестабильность свойственна и ядру  ${}^5\text{Li}$ , еще одному кандидату в ядра с атомной массой 5. Для фермионов справедлив принцип запрета Паули, согласно которому третий нейтрон в ядре  ${}^5\text{He}$  должен иметь орбитальный момент, равный 1, а не 0, что позволительно для первых двух нейтронов с антипараллельными спинами<sup>1</sup>. В терминологии классической физики притягивающие ядерные силы в этом случае не могут противостоять центробежным силам. Позже, в 1949 г., А. Толлеструп, У. Фаулер и Ч. Лауритсен в Келлоггской радиационной лаборатории подтвердили открытие нестабильности основного состояния ядра  ${}^8\text{Be}$ , сделанное А. Хеммендинджером в 1948 г. Ученые Келлоггской лаборатории получили, что отрицательная энергия связи ядра  ${}^8\text{Be}$  составляет  $89 \pm 5$  кэВ, а это весьма близко к современной оценке  $91,89 \pm 0,05$  кэВ! Нестабильность ядра  ${}^8\text{Be}$  определяется действием того же принципа Паули. При образовании этого ядра оно тут же распадается на два ядра  ${}^4\text{He}$ . Последние хоть и могут быть бозонами (частицами с целочисленным значением спина. — *Прим. пер.*), но состоят из фермионов. «Провал массы» при атомных массах 5 и 8 зачеркнул надежды Г. Гамова на то, что все ядерные комбинации могли сразу образоваться во время «Большого Взрыва» из единичной атомной массы.

Окончательный поворот Келлоггской радиационной лаборатории в сторону ядерной астрофизики произошел

---

<sup>1</sup> Нейтроны, как и протоны и электроны, относятся к фермионам, т. е. частицам с полуцелым значением спина  $j$  в единицах  $\hbar/2\pi$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка. Согласно принципу Паули два тождественных фермиона (например, нейтроны, протоны или электроны) не могут находиться в одном и том же состоянии. Для атомного ядра этот принцип может быть сформулирован точнее: на каждом уровне энергии не может находиться  $2j+1$  тождественных нуклона (т. е. нейтрона или протона), образующих «оболочку» с определенными значениями спина  $j$  и орбитального момента  $l = j \pm 1/2$ . Однако для неискушенного в этих тонкостях читателя отметим, что, подобно электронам в атоме, нуклоны в атомном ядре тоже имеют склонность группироваться в оболочки, заполненность которых определяется принципом Паули (так же как и для электронов в атоме). Ядра с полностью заполненными оболочками являются наиболее стабильными. К ним относится и ядро  ${}^4\text{He}$ , и поэтому прибавление к нему протона, а тем более не имеющего электрического заряда нейтрона, приводит к нестабильным ядрам  ${}^5\text{Li}$  и  ${}^5\text{He}$ . Высокая стабильность  ${}^4\text{He}$  вызывает и неустойчивость ядра  ${}^8\text{Be}$ , быстро распадающегося на два ядра  ${}^4\text{He}$ . — *Прим. пер.*

около 1939 г., когда Г. Бете опубликовал последовательность реакций углеродно-азотного цикла как одного из способов ядерного превращения водорода в гелий (поскольку обнаружилось, что и кислород необходим для этого цикла реакций, последние теперь называются CNO-циклом). В это время Ч. Лауритсен, его сын Томас и я занимались определением сечений ядерных реакций при бомбардировке протонами изотопов углерода и азота, участвующих в углеродно-азотном цикле. Статья Г. Бете подсказала нам, что мы проводили лабораторные исследования процессов, происходящих в недрах Солнца и других звезд. Это оказало на нас неизгладимое впечатление. Разразилась вторая мировая война, но, вернувшись в лабораторию в 1946 г. к ядерным экспериментальным исследованиям, Ч. Лауритсен решил продолжить работы в области *классической* ядерной физики, т. е. ядерной физики низких энергий (до 200 МэВ), делая упор на изучение ядерных реакций, которые, как считали, происходят в недрах звезд. В этом ему оказали сильную поддержку профессор физики Калифорнийского технологического института Айра Боуэн, только что ставший директором обсерватории Маунт-Вилсон, новый президент Калифорнийского технологического института Ли Дюбридж, лауреат Нобелевской премии 1936 г. Карл Андерсон и Джесси Гринстейн, недавно назначенный для организации астрономических исследований в Калифорнийском технологическом институте. В Келлоггской лаборатории Ч. Лауритсен не стал следовать модному увлечению физикой все больших и больших энергий, что продолжается и по сей день. Но он поддерживал Роберта Бэчера и других в организации физических исследований в области высоких энергий в Калифорнийском технологическом институте.

Хотя Г. Бете в 1939 г., а также другие ученые в еще более ранние годы в общих чертах рассмотрели выделение энергии в результате ядерных процессов в недрах звезд, основная концепция ядерного синтеза в звездах была впервые со всей определенностью провозглашена Ф. Хойлом. В двух классических работах Фреда Хойла в 1946 и 1954 гг. были выдвинуты основные представления о ядерном синтезе, базирующиеся на теории внутреннего строения и эволюции звезд с учетом имеющихся тогда результатов ядерных исследований.

Снова Келлоггская лаборатория сыграла здесь не последнюю роль. Перед написанием своей второй статьи Ф. Хойл был в затруднении в связи с тем, что синтез ядра  $^{12}\text{C}$  из трех  $\alpha$ -частиц (ядер  $^4\text{He}$ ), т. е. ядерное горение гелия, осуществлялся в красных гигантах слишком медленно. Он был озадачен, поскольку и его совместная с М. Шварцшильдом работа и предшествующая ей работа А. Сендиджа и М. Шварцшильда убеждали его в том, что ядерное горение гелия в красных гигантах должно начинаться сразу же по достижении температуры  $10^8$  К, а не при значении  $2 \cdot 10^8$  К, как об этом свидетельствовали результаты расчета реакции  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ , полученные Э. Салпитером. Свои расчеты Э. Салпитер проводил во время посещения Келлоггской лаборатории летом 1951 г. и при определении скорости для резонансного ядерного процесса образования и распада ядра  $^8\text{Be}$  ( $2\alpha \leftarrow \rightarrow ^8\text{Be}$ ) использовал полученную нами оценку превышения энергии ядра  $^8\text{Be}$  над энергией двух  $\alpha$ -частиц<sup>1</sup>. При расчете же следующей ступени реакции,  $^8\text{Be} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ , Э. Салпитер посчитал, что этот радиационный синтез (т. е. образование невозбужденного ядра и гамма-кванта. — *Прим. пер.*) является нерезонансным.

Ф. Хойла осенило, что возможно увеличение скорости реакции на несколько порядков величины (а это привело бы к понижению начальной температуры процесса  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ ), если существует возбужденное состояние ядра  $^{12}\text{C}$  с энергией, превышающей на 0,3 МэВ энергию покоящейся системы  $^8\text{Be} + \alpha$  и соответствующую

---

<sup>1</sup> Ядерные реакции можно рассматривать как квантовые переходы между системами с определенной энергией. Причем каждая система характеризуется наименьшей энергией (энергией связи для атомного ядра), соответствующей ее основному состоянию. При резонансных ядерных процессах образуются ядра с большей энергией, чем в основном состоянии. Вообще говоря, эти возбужденные состояния подчиняются правилам отбора для значений спина  $I$  и четности  $P$  (также являющейся важной характеристикой квантового состояния). Поэтому уровни возбуждения обозначаются обобщенным символом, состоящим из значения  $I$  с индексом «+» или «-» (что соответствует  $P = +1$  или  $P = -1$ ). То же используется и для обозначения основного состояния (например,  $0^+$  для ядра  $^{12}\text{C}$ ). Переход от возбужденного к основному состоянию требует времени, и поэтому синтез ядер значительно облегчается, если образование ядра соответствует уровню резонансного возбуждения. — *Прим. пер.*

щей уровням, определяемым правилами отбора для углового момента (спина) и четности ( $0^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ ,  $3^-$ ,  $m$ ). Он прибыл в начале 1953 г. в Келлоггскую лабораторию и стал расспрашивать ее сотрудников о возможном существовании предполагаемого им возбужденного состояния у ядра  $^{12}\text{C}$ . Чтобы не разводить излишнюю дискуссию, Уорд Уолинг вместе с присоединившимися к нему помощниками и аспирантами решил пойти в свою лабораторию и поискать это состояние, используя реакцию  $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$ . Они нашли, что у ядра  $^{12}\text{C}$  имеется возбужденное состояние почти на том же уровне, который предсказывал Ф. Хойл. Оно, как теперь известно, соответствует уровню энергии возбуждения ядра 7,654 МэВ или превышению на 0,2875 МэВ энергии системы  $^8\text{Be} + \alpha$  и на 0,3794 МэВ суммарной энергии трех  $\alpha$ -частиц. Затем К. Кук, У. Фаулер, Ч. Лауритсен и Т. Лауритсен в 1957 г. обследовали распад радиоактивного ядра  $^{12}\text{B}$  и показали, что оно может расщепляться на три  $\alpha$ -частицы и взаимно образовываться из этих трех частиц. Как свидетельствовали эти ученые, спин и четность исследуемого ядра должны соответствовать состоянию  $0^+$ , что и следует из сегодняшних представлений.

С помощью синтеза  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  в красных гигантах был совершен прыжок через «провал массы» 5 и 8. Этот ядерный процесс никогда не мог происходить в условиях «Большого Взрыва». Ко времени образования  $^4\text{He}$  на ранней стадии расширения Метагалактики имеющиеся температура и плотность были слишком малы для ядерного превращения гелия в углерод. Наоборот, в красных гигантах после превращения водорода в гелий, происходящего на стадии звезды главной последовательности, гравитационное сжатие гелиевого ядра приводило к таким плотностям и температурам, которые инициировали ядерное горение гелия. Ф. Хойл и У. Уолинг показали, что для этого в красных гигантах существуют все необходимые условия.

Процесс ядерного синтеза называют ядерным горением в том же смысле, который мы придаем химическому горению. Горение гелия в красных гигантах следует за горением водорода в звездах главной последо-

---

<sup>1</sup> Сокращенная запись ядерной реакции содержит исходное и конечное ядро, а в скобках между ними — исходную (до запятой) и конечные частицы. — *Прим. пер.*

вательности и, в свою очередь, предшествует горению углерода, неона, кислорода и кремния вплоть до образования химических элементов вблизи и несколько далее положения железа в периодической системе. Ядра этих образовавшихся элементов промежуточной массы служат затравкой для последующих ядерных процессов, подобно рассмотренному Г. Гамовым захвату нейтрона, осуществляющих либо медленно ( $s$ -процесс), либо быстро ( $r$ -процесс) синтез элементов до последнего стабильного ядра  $^{209}\text{Bi}$  и далее от короткоживущих радиоактивных ядер до долгоживущих  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , порождающих цепочки распада естественных радиоактивных изотопов. Для синтеза тяжелых естественных радиоактивных элементов требуется  $r$ -процесс, который в действительности может породить и другие естественные трансурановые элементы, быстро распадающиеся обратно к  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ .

Потребность в двух типах процесса захвата нейтрона была продемонстрирована Г. Зюссом и Г. Юри. Искусно используя относительные содержания изотопов в природе для элементов, имеющих несколько изотопов, они показали, что зависимость, графически представленная на рис. 2, имеет двойные максимумы (обозначенные  $r$  и  $s$ ). Причем сразу стало ясно, что эти максимумы связаны с полным заполнением нейтронами оболочек ядра, определяемым в этом случае так называемыми магическими числами 50, 82 и 126 для количества нейтронов согласно оболочечной модели ядра, предложенной Хансом Йенсоном и Марией Гепперт-Майер, удостоенных за это в 1963 г. Нобелевской премии по физике.

В случае  $s$ -процесса ядра при заполненной оболочке имеют малое сечение реакции захвата, и поэтому требуется их достаточно большое количество, чтобы  $s$ -процесс продолжался дальше. Стабильные ядра при заполненной оболочке, образующиеся в  $r$ -процессе, порождаются радиоактивными ядрами с меньшим количеством протонов<sup>1</sup>. Малое сечение реакции захвата и небольшие

<sup>1</sup> При  $r$ -процессе ядро успевает захватить сразу несколько нейтронов, прежде чем произойдет бета-распад, прекращающий процесс. Поэтому в этом случае ядро имеет большее число нейтронов при одной и той же атомной массе, чем в случае  $s$ -процесса, а значит, и меньшее число протонов. Соответственно при заданном числе нейтронов (магических числах) у них меньше и атомная масса, так как меньше протонов. — Прим. пер.



скорости бета-распада при заполненной оболочке вызывает большое содержание и этих стабильных ядер, однако их большое содержание после радиоактивного распада приходится на меньшие значения атомной массы  $A$ , чем в случае  $s$ -процесса, так как они имеют меньшее число протонов  $Z$  и, следовательно, меньшую сумму  $A = Z + N$ , где  $N$  — магическое число нейтронов. В классических работах Ф. Хойла ядерный синтез в звездах вплоть до образования элементов типа железа достигался через реакции с заряженными частицами. Быстро возникающий кулоновский барьер для заряженных частиц ограничил дальнейший синтез подобного рода. Г. Зюсс и Г. Юри сняли это препятствие, когда продолжили ядерный синтез в звездах с помощью захвата нейтронов, которым вовсе не препятствует кулоновский барьер, вплоть до образования  $^{238}\text{U}$  и далее.

Полный ход синтеза элементов в звездах описывался в статье Дж. и М. Бербиджей, У. Фаулера и Ф. Хойла (1956 г.), обычно кратко обозначаемую  $\text{B}^2\text{FH}$ , и вскоре получил развитие в работе А. Камерона. Заметный вклад в наблюдательные аспекты рассматриваемой проблемы сделали Джесси Гринстейн и многие другие астрономы-наблюдатели. С этого времени ядерная астрофизика стала вполне развитой научной дисциплиной, включая в себя такие аспекты, как волнующие открытия аномального содержания изотопов в метеоритах, сделанные моими коллегами Джеральдом Уассербергом, Димитрием Папанастасио и Самуэлем Эпштейном, а также многими другими космохимиками.

Что следует выделить из множества экспериментальных работ и теоретических исследований, проводившихся в настоящее время и осуществленных в последние годы? У меня есть намерение выделить при этом исследовательскую работу Келлоггской лаборатории, поскольку мои интересы и представления связаны именно с этой работой. Однако надеюсь, что приведенные здесь различные ссылки на работы других лабораторий и научных организаций позволят читателю составить самое широкое представление о современном состоянии экспериментальных и теоретических работ в области ядерной астрофизики.

В этом обзоре не представляется возможным обсудить детали ядерного синтеза всех элементов и их изотопов, что потребовало бы для каждой конкретной ядер-

ной конфигурации рассматривать как все реакции, приводящие к образованию этих ядер, так и все реакции, приводящие к их разрушению. Читатель здесь найдет лишь некоторые детали ядерного синтеза при образовании  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{55}\text{Mn}$ .

Как далее будет отмечено, измеряемые сечения рассматриваемых реакций обычно очень малы при самых низких энергиях в этих измерениях, а для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  даже меньше одного нанобарна ( $10^{-33} \text{ см}^2$ ) вблизи энергии 1,4 МэВ. Это означает, что экспериментальной ядерной астрофизике требуются ускорители с мощным, хорошо сфокусированным, моноэнергетическим пучком ионов, тонкие мишени из вещества высокой чистоты и стабильности, высокочувствительные детекторы с высоким энергетическим разрешением и экспериментаторы, способные терпеливо тратить много времени и кропотливо накапливать результаты для необходимой статистики данных. Причем отметим, что как классические измерения ядерных сечений, подобно проводимым Э. Резерфордом, находят использование в экспериментальной ядерной астрофизике, так и результаты, полученные последней, в свою очередь, весьма важны для наших представлений о физике атомного ядра.

Необходимо сделать несколько замечаний об обозначении ядерных реакций. В записи только что рассмотренной реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  первый символ означает ядро лабораторной мишени ( $^{12}\text{C}$ ),  $\alpha$  — это падающие на мишень ядра ( $^4\text{He}$ ), ускоренные в лаборатории,  $\gamma$  — образующиеся и регистрируемые в лаборатории гамма-кванты, а  $^{16}\text{O}$  — конечное ядро в реакции, которое по желанию также может быть зарегистрировано. Если, напротив, ускоряются ядра  $^{12}\text{C}$  для падения на газовую мишень из  $^4\text{He}$ , а в лаборатории регистрируются ядра  $^{16}\text{O}$ , а не гамма-излучение, то обозначение данной реакции следующее:  $\alpha(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})\gamma$ . Относительно звезд забот меньше. В звездах движутся все частицы, и только система центра количества движения имеет значение при определении скорости ядерной реакции в звездах.

Для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}$  данная запись означает, что здесь нейтроны быстро образуются и могут быть зарегистрированы, но образующиеся при бета-распаде позитроны также могут быть зарегистрированы.

Несколько отвлекаясь, скажу, что с гордостью вспоминаю, как впервые выступал в Королевской академии

наук Швеции на тему «Ядерные реакции в звездах» 26 января 1955 г. Прошло не так уж много времени, и некоторые из вас слышали то мое выступление!

## СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ В ЗВЕЗДАХ НА ОСНОВАНИИ ЛАБОРАТОРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЯДЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ

Скорости термоядерных реакций в звездах обычно выражаются посредством величины  $N_A \langle \sigma v \rangle$ , где  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> (число молекул в единице количества вещества),  $\sigma$  — сечение реакции, зависящее от относительной скорости сталкивающихся частиц  $v$ . При этом используется среднее значение произведения  $\sigma v$ , зависящего от температуры, определяющей максвелловское распределение скоростей  $v$ . У. Фаулер, Дж. Каулэн и Б. Зиммермэн рассмотрели подробную методику лабораторного измерения скоростей ядерных реакций и дали аналитическое выражение для случаев реакций в основном с участием  $\gamma$ ,  $e$ ,  $p$  и  $\alpha$ , а также ядер с атомными массами  $A \leq 30$ .

Г. Бете в своей Нобелевской лекции провел обзор расчета скоростей ядерных реакций, протекающих в звездах, на основании результатов измерения ядерных сечений в лабораторных экспериментах. У. Фаулер, Дж. Каулэн и Б. Зиммермэн затем разработали численные и аналитические методы преобразования лабораторно измеренных ядерных сечений в скорости ядерных реакций в звездах. Прежде всего необходимо было приспособиться к сильной переменнойности ядерных сечений реакций при сравнительно низких энергиях, свойственных астрофизическим условиям. Для реакций, вызываемых нейтронами, это сводится к введению  $S$ -фактора, равного произведению  $\sigma v$ , поскольку требовалось устранить сингулярные значения, обычно принимаемые величиной  $v^{-1}$  в ядерных сечениях при низких скоростях и температурах (например,  $\sigma \sim v^{-1}$  для реакции захвата нейтрона).

Для ядерных реакций, вызываемых заряженными частицами (протонами,  $\alpha$ -частицами или более тяжелыми ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и т. д.), необходимо учитывать, что самая низкая энергия лабораторных ядерных измерений на много порядков величины превышает значения, встречаемые в ядерной астрофизике, Впервые это затрудне-

ние отметил Э. Салпитер, а затем подчеркнул Г. Бете в 1967 г. Г. Бете предложил выражение для  $S$ -фактора, позволившее более точно проводить экстраполяцию от результатов лабораторных измерений при наиболее низких энергиях к теоретическим расчетам для ядерных реакций в звездах. Причем сравнительно медленно меняющаяся величина  $S$ -фактора позволила устранить затруднения, возникающие при использовании быстро меняющегося гамовского коэффициента проникновения, который определяется вероятностью преодоления кулоновского барьера<sup>1</sup>. Используя  $S$ -фактор, можно рассчитать скорости ядерных реакций в звездах, рассматривая их как среднее в максвелловском распределении<sup>2</sup>. Соответствующие выражения получены из теоретических статистических модельных расчетов, приведенных С. Уосли, У. Фаулером, Дж. Холмсом и Б. Зиммерманом в 1978 г. В частности, эти расчеты дают зависимость эффективной энергии ядерных реакций в звездах от температуры:  $E_0 = 0,22 (Z_0^2 Z_1^2 A)^{1/3} T_9^{2/3}$ , где  $T_9$  — температура в единицах  $10^9$  К.

Основная неопределенность во всех этих расчетах касается изменения  $S$ -фактора с энергией, которое главным образом вызвано оценками радиуса, при котором образование составного ядра (т. е. возбужденного квантового состояния после слияния взаимодействующих ядер. — *Прим. пер.*) происходит согласно вычислениям в работе В<sup>2</sup>ФН. Расчет этого радиуса проводился в бо-

<sup>1</sup> Ядерное сечение рассматриваемых реакций определяется выражением  $\sigma(E) = \pi \lambda^2 P \xi$ , где  $\lambda$  — длина волны де Бройля (причем  $\pi \lambda^2 \sim E^{-1}$ ),  $\xi$  — коэффициент, зависящий от природы ядер, а  $P$  — гамовский коэффициент проникновения. Последний пропорционален величине  $\exp(-E_G^{1/2}/E^{1/2})$ , где  $E_G = Z_0^2 Z_1^2 A$ , а  $Z_0, Z_1$  и  $A$  — соответственно зарядовые числа (количества протонов) и приведенная масса (в единицах атомной массы) для двух взаимодействующих ядер. По определению,  $S$ -фактор равен  $S(E) \equiv \equiv E \sigma(E) \exp(+E_G^{1/2}/E^{1/2})$ .

<sup>2</sup> Эта скорость, зависящая от температуры, пропорциональна выражению  $T^{-3/2} \int S(E) \exp(-E_G^{1/2}/E^{1/2} - E/kT) dE$ .

Причем подинтегральная функция претерпевает максимумы при  $E_0 \sim E_G^{1/3} T^{2/3}$  (эффективной энергии звездных реакций), а также при энергиях  $E_r$ , соответствующих резонансному возбуждению. Для этих максимумов скорости реакции пропорциональны  $S(E_0) T^{-2/3} \exp(-3E_0/kT)$  в отсутствие резонанса (причем  $E_0/kT \sim T^{-1/3}$ ) и  $S(E_r) T^{-3/2} \exp(-E_r/kT)$  в случае резонансного уровня энергии  $E_r$ .

лее недавней работе С. Уосли, У. Фаулера, Дж. Холмса и Б. Зиммермана. Кроме того, существует неопределенность в коэффициенте  $\xi$  (см. сноску на с. 19), которая может быть устранена при помощи лабораторных измерений. Эффект резонанса составного ядра чуть ниже или выше порога для данной реакции можно установить при определении свойств резонанса для других реакций, в которых такое ядро образуется и которые легче изучать.

## ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА В ЗВЕЗДАХ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ И ПРОБЛЕМА СОЛНЕЧНОГО НЕЙТРИНО

Ядерное горение водорода в звездах главной последовательности дает в настоящее время вклад в общее содержание гелия лишь на 20% больше, чем гелий, получившийся в результате «Большого Взрыва». Однако горение водорода в Солнце столкнулось с проблемой, неразрешенной в течение многих лет. В 1938 г. Г. Бете и К. Критчфилд предложили протон-протонный ( $pp$ ) цикл ядерных реакций в качестве механизма ядерного горения водорода в звездах. Множество измерений ядерных сечений в Келлоггской лаборатории и в других местах не позволяют узнать, точно ли именно этот механизм действует в недрах Солнца, а не CNO-цикл синтеза водорода.

Наши представления о слабом ядерном взаимодействии (бета-распад, испускание и поглощение нейтрино и т. д.) говорят нам, что испускаются два нейтрино, когда четыре ядра водорода превращаются в ядро гелия. Тщательное рассмотрение реакций  $pp$ -цикла У. Фаулером и А. Камероном в 1958 г. показало, что небольшая часть этих нейтрино (которые образуются при распаде  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ ) должны обладать достаточной энергией, чтобы их можно было бы зарегистрировать при взаимодействии нейтрино с  ${}^{37}\text{Cl}$ , приводящем к образованию радиоактивного  ${}^{37}\text{Ar}$  (этот метод регистрации нейтрино предложили Б. М. Понтекорво и Л. Альварец). Раймонд Дэвис со своими сотрудниками, затратив более 25 лет, пытались обнаружить нейтрино, используя бак объемом 380 000 л, заполненный перхлорэтиленом ( $\text{C}_2{}^{35}\text{Cl}_3\text{Cl}{}^{37}\text{Cl}_1$ ) и размещенный на глубине 1,5 км в заброшенной шахте для добычи золота в Хоумстейке в штате Южная Дакота. Они зарегистрировали лишь около одной четверти

количества нейтрино, предсказанного Дж. Бакэллом и др. на основании независимых расчетов.

Что-то было неверным. Либо некорректной была стандартная модель звезд (соответственно ошибочным было ядерное сечение реакции), либо нейтрино электронного типа, образующееся в Солнце, превращалось частично в необнаруживаемые нейтрино мюонного и тауонного типа на пути от Солнца к Земле. В самом деле существовала дискуссия о ядерном сечении, которая в большей своей части была разрешена.

Общепринятым считается, что следующим шагом должна стать постройка детектора, который способен регистрировать гораздо больший поток нейтрино низких энергий при поглощении солнечных нейтрино ядрами  $^{71}\text{Ga}$ , превращающегося затем в радиоактивный  $^{71}\text{Ge}$  (на эту реакцию впервые обратил внимание советский ученый В. А. Кузьмин. — *Прим. пер.*). Для этого требуется от 30 до 50 т галлия при стоимости примерно 25 млн. долл. (в случае 50 т). Проводится организационная работа в международном масштабе для получения необходимого количества галлия. Пока не будет решена проблема солнечного нейтрино, основные представления о действии ядерных процессов в звездах остаются под сомнением. Галлиевый детектор нам обещает скорое разрешение проблемы.

Необходимо установить хлорный детектор нейтрино, действующий на более низком уровне энергий, пока не станут одновременно действовать хлорные и галлиевые детекторы, работа которых покрывает полный интервал энергий их действия. А до этих пор останутся бесконечными дискуссии о возможной переменности потока солнечных нейтрино со временем. Кроме того, результаты галлиевых экспериментов могут дать сведения, которые не были учтены при проведении экспериментов с хлором.

CNO-цикл реакций действует при более высоких температурах, свойственных ядерному горению водорода в звездах главной последовательности с несколько большей массой, чем Солнце. Это происходит потому, что скорость реакций CNO-цикла возрастает с температурой быстрее, чем в случае реакций *pp*-цикла. Углеродный цикл имеет особое значение и потому, что в ходе него образуются из  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  ядра  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{O}$  и  $^{18}\text{O}$ . Роль этих ядер как источников нейтронов в ходе горения гелия обсуждается в следующем разделе.

## СИНТЕЗ $^{12}\text{C}$ И $^{16}\text{O}$ И ПРОИЗВОДСТВО НЕЙТРОНОВ ПРИ ЯДЕРНОМ ГОРЕНИИ ГЕЛИЯ

Человеческое тело по массе состоит на 65% из кислорода и на 18% из углерода, а оставшаяся часть в основном приходится на водород. По своему содержанию кислород (0,85%) и углерод (0,39%) являются наиболее распространенными элементами тяжелее гелия в Солнце и схожих с ним звездах главной последовательности. Поэтому не удивительно, что определение отношения содержания ядер  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ , образующихся при горении гелия, является проблемой первостепенной важности для ядерной астрофизики. Величина этого отношения имеет довольно сложную зависимость от плотности, температуры, а также от продолжительности горения гелия, но она непосредственно зависит от относительных скоростей ядерных процессов  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Если процесс  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  проходит гораздо быстрее, чем  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , тогда не должно образовываться  $^{16}\text{O}$  в результате горения гелия. В случае обратной ситуации не должно образовываться  $^{12}\text{C}$ . В большей своей части последующая реакция  $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$  слишком медленна, чтобы ее можно было бы учитывать.

Для процесса  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  общепринятой считается скорость реакции, рассмотренная С. Барнесом в 1982 г. Однако в настоящее время существуют сильные противоречия относительно лабораторно измеренного сечения реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  и относительно его теоретической экстраполяции в область низких энергий, при которых она происходит наиболее эффективно. Эта ситуация иллюстрируется рис. 4, 5 и 6.

Данные, полученные в Келлоггской лаборатории Калифорнийского технологического института, показаны как экспериментальные точки на рис. 4, взятом из работы П. Дайера и С. Барнеса, которые сравнивали свои результаты с теоретическими расчетами других ученых. Данные мюнхенской группы показаны как экспериментальные точки на рис. 5, взятом из работы К. Кеттнера и др., в сравнении с данными П. Дайера и С. Барнеса. Теоретические кривые, которые хорошо согласуются с двумя рядами данных, получены К. Лангэнком и С. Куниным.

Ситуация становится еще более ясной из рис. 6, где

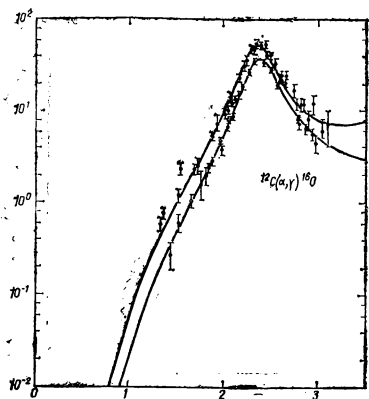
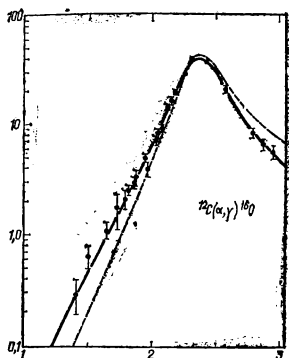


Рис. 4. Сечение (в нанобарнах) реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  в зависимости от энергии центра количества движения (в мегаэлектронвольтах) согласно измерениям П. Дайера и С. Барнеса в сравнении с теоретическими расчетами

Рис. 5. Сечение (в нанобарнах) реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  в зависимости от энергии центра количества движения (в мегаэлектронвольтах). Нижняя кривая охватывает данные Келлоггской лаборатории (П. Дайер и С. Барнес), верхняя — данные мюнхенской группы (П. Кеттнер и др.)

показаны результаты экстраполяции сечений ( $S$ -факторов), сделанные в нашей лаборатории и мюнхенской группой, от наименьших лабораторных энергий (около 1,4 МэВ) до энергии около 0,3 МэВ, которая является наиболее эффективной для реакции при температуре  $1,8 \cdot 10^8$  К, соответствующей горению гелия в красных гигантах. Эта экстраполяция покрывает 8 порядков! Возрастание  $S$ -фактора вследствие вклада от двух связанных состояний ядер  $^{16}\text{O}$  сразу же ниже порога реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  ясно видно на рис. 4. Эти добавки плюс разница в лабораторных данных как раз и вызывают современную неопределенность относительно экстраполяции  $S$ -фактора. Заметим, что К. Лангэнк и С. Кунин в 2,7 раза увеличили результаты экстраполяции 1975 г., проведенной в нашей лаборатории, и уменьшили результаты экстраполяции 1982 г., проведенной мюнхенской группой, на 23%. Это привело к разнице в 1,6 раза между их экстраполяцией данных мюнхенской группы и нашими данными. На то были веские основания. Полуэмпирическая экстраполяция их данных экспериментато-



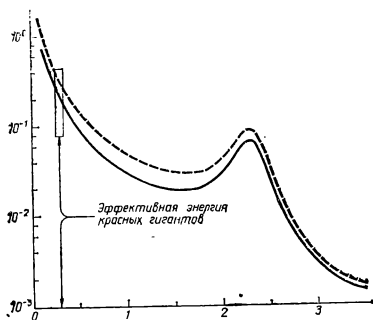


Рис. 6. Зависимость S-фактора (в мегаэлектронвольтах на барны) от энергии центра количества движения для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Пунктирная и сплошная линии получены при экстраполяции данных соответственно мюнхенской группы и Келлоггской лаборатории. Стрелкой указана наименьшая энергия лабораторных измерений (разница с эффективной энергией составляет  $10^{-8}$  по величине)

рами П. Дайером и С. Барнесом привела к результату лишь на 30% ниже, чем результаты экстраполяции К. Лангэнка и С. Кунина, и возникшая неопределенность оказалась близкой к полученной К. Лангэнком и С. Куниным.

При наличии такого значительного разброса результатов не удивительно, что сейчас наша и мюнхенская лаборатории заняты поиском возможностей проводить измерения с более высокой точностью при более низких энергиях. При обсуждении квазистатического горения кремния, которое следует в дальнейшем в звездах, обнаружилось, что содержания элементов, образующихся на этой стадии ядерного синтеза, частично зависят от отношения содержаний  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , производящихся при горении гелия, и что разница в результатах экстраполяции, показанная на рис. 6, определяет предельную область для конечных продуктов горения кремния. Правда, эти замечания не касаются взрывного ядерного синтеза.

Недавно большое внимание к себе привлекло отношение содержаний  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , образующихся в результате специфических условий, действующих при вспышках горения гелия на стадии асимптотического гиганта в ходе звездной эволюции. Обнаружилось, что горячая голубая звезда PG 1159—035 подвержена нерадиальным

пульсациям с периодами 460 и 540 с, а также с еще не определенными точно периодами. Очевидно, что звезда сильно проэволюционировала, потеряв свою водородную атмосферу, оставив после этого лишь горячий карлик с массой около 0,6 солнечной. Теоретический анализ пульсаций, проведенный С. Старфилдом и др., а также С. Беккером, указывает на значительное количество кислорода в областях пульсации, где попеременно происходит ионизация и рекомбинация кислорода. Углерод в этих областях полностью ионизован и лишь снижает амплитуду пульсаций. Еще не ясно, достаточно ли кислорода образуется в вспышках горения гелия, которые, естественно, затрагивают процесс  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ , но могут быть недостаточно продолжительными, чтобы повлечь за собой реакцию  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ . Эта проблема, может, и не связана с проблемой скоростей ядерных реакций в звездах, как указывает С. Беккер, но, как говорится, дальнейшее покажет.

В дальнейшем  $\beta^+$ -распад мы будем обозначать как  $(e^+ \nu)$ , поскольку как позитрон, так и нейтрино испускаются в результате этого процесса. Аналогично  $\beta^-$ -распад обозначим как  $(e^- \bar{\nu})$ , так как здесь испускаются и электрон и антинейтрино. Захват электрона (часто обозначаемый с помощью  $\epsilon$ ) будем записывать в виде  $(e^-, \nu)$ , где запятая означает, что электрон захвачен, а нейтрино испущено. Соответственно теперь понятна символика  $(e^+, \bar{\nu})$ ,  $(\nu, e^-)$  и  $(\bar{\nu}, e^+)$ .

Нейтроны производятся, когда горение гелия происходит в условиях продолжающегося CNO-цикла на стадии предшествующего горения водорода. Если этот цикл реакций еще далек от завершения, то обильное количество  ${}^{13}\text{C}$  образуется в последовательности реакций  ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}(e^+ \nu){}^{13}\text{C}$ . В следующем за этим горении гелия нейтроны производятся в реакции  ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ . Если углеродный цикл близок к завершению, основным его продуктом (более 95%) становится  ${}^{14}\text{N}$ . В последующем за этим горении гелия станут образовываться  ${}^{18}\text{O}$  и  ${}^{22}\text{Ne}$  в последовательности реакций  ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}(e^+ \nu){}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{22}\text{Ne}$ , и эти ядра, в свою очередь, производят нейтроны в реакциях  ${}^{18}\text{O}(\alpha, n){}^{21}\text{Ne}(\alpha, n){}^{24}\text{Mg}$  и  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{26}\text{Mg}$ . Однако в настоящее время относительно астрофизических условий, в которых тяжелые элементы образуются нейтронами в ходе  $s$ - и  $r$ -процессов, и относительно того, где

именно это происходит, имеется некоторое разногласие, и поэтому требуются соответствующие многочисленные исследования.

## ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДА, НЕОНА, КИСЛОРОДА И КРЕМНИЯ

Последующие процессы ядерного горения, которые рассматриваются в этом разделе, включают в себя разветвленную сеть реакций, показанную на рис. 7. Вследствие высокой температуры, при которой выполняется такая система реакций, существование радиоактивных ядер может оказаться достаточно продолжительным, чтобы те послужили в качестве мишеней при ядерных взаимодействиях. Кроме того, мишенями могут стать возбужденные (даже стабильные) ядра, которые весьма распространены, в связи с чем проводились и продолжают проводиться обширные экспериментальные и теоретические работы по определению ядерных сечений и скоростей протекания примерно у 1000 ядерных реакций звездного горения.

Далее мы коснемся только достаточно массивных звезд, в которых отсутствует вырождение электронного газа в процессе ядерного горения, охватывающего все рассматриваемые в данном разделе стадии. В менее массивных звездах наличие вырожденных электронов ограничивает на определенных стадиях ядерную эволюцию, приводя к драматическому разрушению звездной структуры. При дальнейшем рассмотрении читателю весьма поможет рис. 8 (особенно его часть *a*), взятый из обзора С. Уосли и Т. Уивера (1982 г.). В гораздо более подробном варианте он воспроизведен на рис. 9, согласно более недавним результатам Т. Уивера, С. Уосли и Дж. Фуллера. Рис. 8, *a* характеризует предвзрывную стадию молодой (населения типа I) звезды массой  $25 M_{\odot}$  (где  $M_{\odot}$  — масса Солнца) и показывает продукты различных процессов ядерного горения для следующих интервалов значения внутренней массы (т. е. где меньший интервал массы соответствует более внутренним районам звезды. — *Прим. пер.*): 1)  $M > 10 M_{\odot}$  (конвективная оболочка звезды с продуктами CNO-цикла горения водорода); 2)  $M = 7-10 M_{\odot}$  (в основном продукты горения водорода); 3)  $M = 6,5-7 M_{\odot}$  (продукты горения гелия); 4)  $M = 1,9-6,5 M_{\odot}$  (продукты горения углерода); 5)

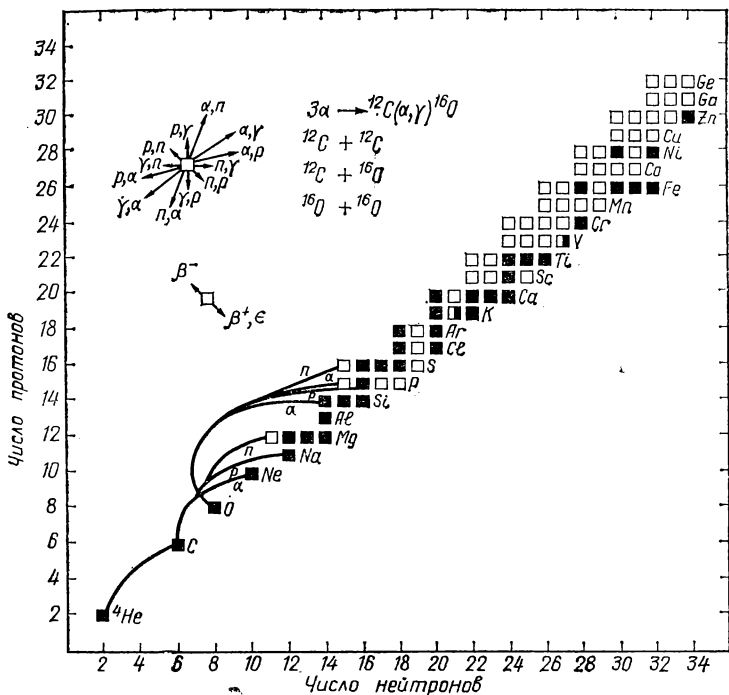
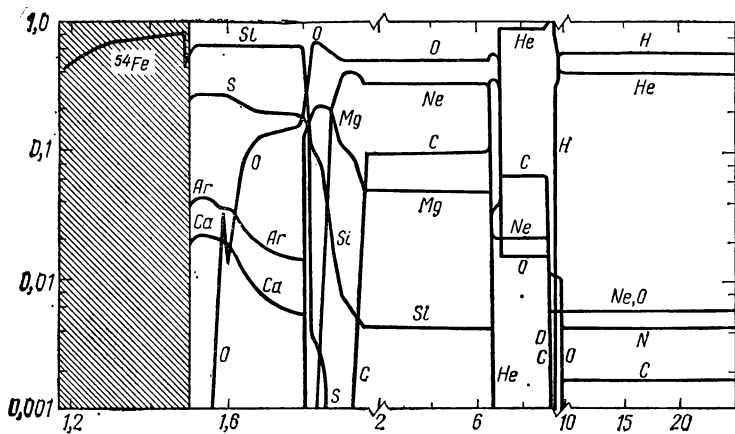


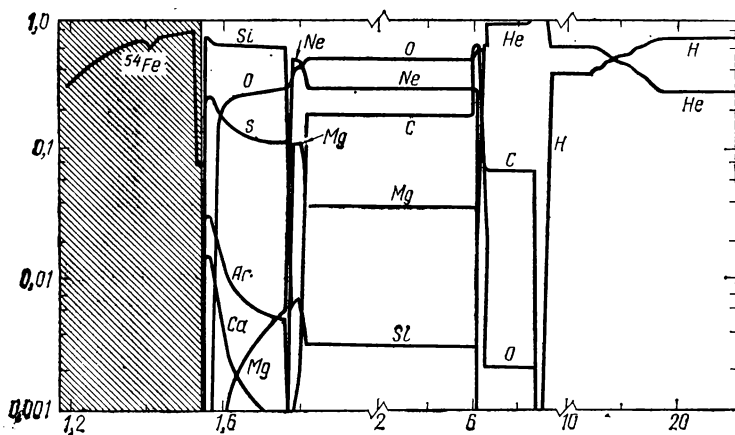
Рис. 7. Схема ядерного синтеза элементов с числом нейтронов от 2 до 34 и числом протонов от 2 до 32 (стабильные ядра указаны заштрихованными квадратиками)

$M = 1,8-1,9 M_{\odot}$  (продукты горения неона); 6)  $M = 1,5-1,8 M_{\odot}$  (продукты горения кислорода); 7)  $M < 1,5 M_{\odot}$  (продукты горения кремния в звездном ядре с частичной нейтронизацией вещества<sup>1</sup>, не показанном в деталях, но состоящем в основном из  $^{54}\text{Fe}$ , а также из богатых нейтронами ядер, подобно ядрам  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$  и  $^{58}\text{Fe}$ ). Отметим, что для ядер  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{50}\text{Ti}$  число нейтронов равно 28, а это соответствует заполнению нейтронами ядерных оболочек. Расчеты, представленные на рис. 8, а и 8, б, касаются момента сразу после фоторасщепления атомных ядер (т. е. расщепления ядер под действием гамма-квантов на нейтроны и  $\alpha$ -

<sup>1</sup> Нейтронизацией называется процесс превращения протонов в нейтроны, происходящий в основном за счет захвата электронов. — *Прим. пер.*



а)



б)

Рис. 8. Содержание элементов (по массе) в звезде массой  $25 M_{\odot}$  на стадии предсверхновой в зависимости от внутреннего распределения массы (в долях солнечной массы; штриховкой обозначено нейтронное ядро): а — население типа I; б — население типа II

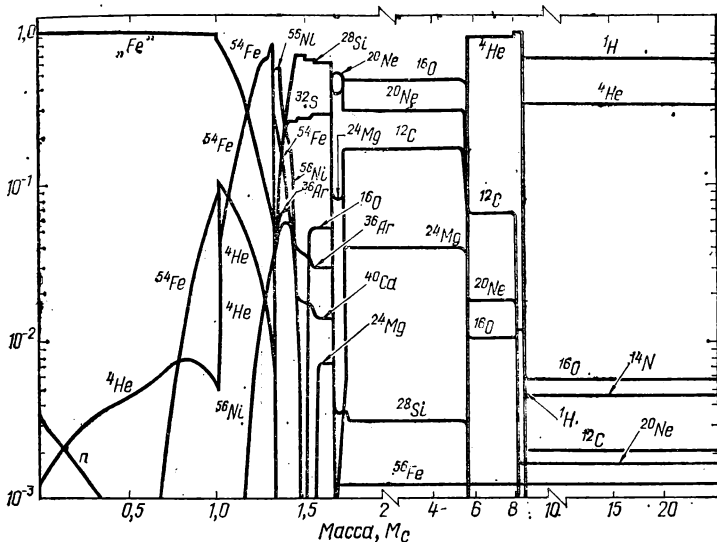


Рис. 9. Содержание элементов (по массе) в звезде населения типа I с массой  $25 M_{\odot}$  на стадии предсверхновой в зависимости от изменяющейся массы в звездных недрах (Т. Уивер, С. Уосли и Дж. Фуллер)

частицы в реакциях типа  $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4n$ . — Прим. пер.), начавшегося в звездном ядре при его сжатии, впоследствии продолжающемся вследствие снижения давления газовой среды, когда захват электронов протонами приводит к полной нейтронизации звездного ядра.

Необходимо уяснить себе, что различные фазы ядерного горения первоначально охватывают центральные районы звезды, а в конечном счете достигают оболочки, окружающей соответствующую область горения. Последующая стадия горения видоизменяет более внутренние части этой области. Например, для звезды населения типа I массой  $25 M_{\odot}$  (рис. 8, а) горение углерода происходит в центральной части, содержащей массу  $6,5 M_{\odot}$ , но в более внутреннем районе, охватывающем массу  $1,9 M_{\odot}$ , следующие друг за другом стадии горения (Ne, O, Si) вызывают соответствующие изменения состава вещества.

Горение гелия приводит к возникновению звездного ядра, состоящего в основном из  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . При сжатии

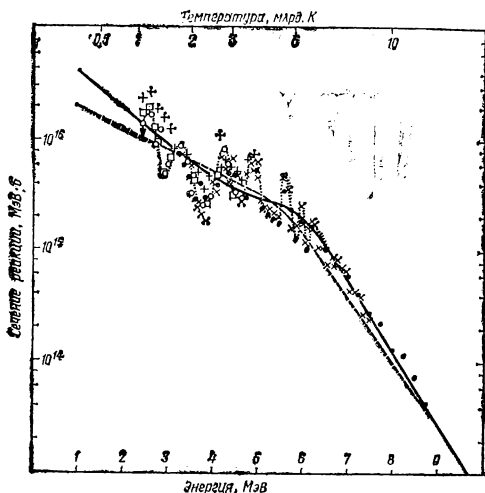


Рис. 10. Зависимость сечения ( $S$ -фактора) синтеза  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  от энергии центра количества движения и температуры

этого ядра (после истощения гелия как ядерного горючего. — *Прим. пер.*) температура и плотность повышаются настолько, что начинается реакция синтеза  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  (горение углерода). На рис. 10 дан  $S$ -фактор полного процесса горения углерода, выведенный С. Барнесом с учетом ряда лабораторных измерений. Из него ясно видна неопределенность при экстраполяции к низким энергиям астрофизического процесса, что создает необходимость в дополнительных экспериментальных и теоретических исследованиях. При наименьшей лабораторной энергии бомбардирующих частиц 2,4 МэВ ядерное сечение процесса составляет около  $10^{-8}$  б. Для температуры, характерной для этой стадии ядерного горения,  $6 \cdot 10^8$  К, эффективная энергия равняется  $E_0 = 1,7$  МэВ, и экстраполяция приводит к величине сечения около  $10^{-13}$  б. Основным продуктом горения углерода,  $^{20}\text{Ne}$ , образуется в основном в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . Кроме того, осуществляются реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  и  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}(e^+ \nu)^{23}\text{Na}$ , а также много второстепенных реакций типа  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . После истощения  $^{12}\text{C}$  основными составляющими вещества остаются  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{16}\text{O}$ . При повышении температуры, в ходе последующего гравитационного сжатия,  $^{20}\text{Ne}$  разрушается в результате

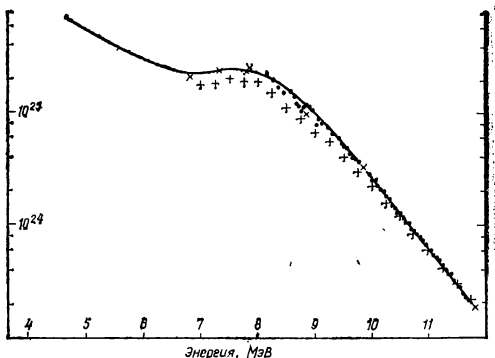


Рис. 11. Зависимость S-фактора синтеза  $\{^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  от энергии центра количества движения системы и эффективной температуры (указана́ вверху в единицах  $10^9$  К)

реакции фоторасщепления  $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ . Это происходит вследствие того, что  $\alpha$ -частица здесь связана с ядром  $^{16}\text{O}$ , характеризующимся заполненностью оболочек, энергией всего 4,731 МэВ. Для сравнения укажем, что энергия связи  $\alpha$ -частицы в ядре  $^{16}\text{O}$  составляет 7,162 МэВ.

Следующей стадией ядерного горения является реакция синтеза  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ . На рис. 11 дан S-фактор общего процесса этого горения, который полностью рассчитан на результатах, полученных в Келлоггской лаборатории. Причем измерения Дж. Халка, С. Ролфса и Х. Траутветтера, использовавших детекторы гамма-квантов, прекрасно согласуются с измерениями гамма-излучений, проводившимися в Калифорнийском технологическом институте. Как и в случае экстраполяции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  в область низких энергий астрофизического процесса, есть неопределенность, и это при том, что на рис. 11 представлен результат лишь одного из вариантов экстраполяции. Основной продукт горения кислорода,  $^{28}\text{Si}$ , образуется в результате основной реакции  $^{16}\text{O} (^{16}\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si}$ , а также ряда второстепенных реакций. При некоторых условиях ядерные реакции, инициируемые нейтронами, приводят к синтезу значительного количества  $^{30}\text{Si}$ . Горение кислорода может вызывать образование ядер с небольшим, но важным избытком числа нейтронов над числом протонов.

Начало горения кремния связано с примечательным изменением природы процесса синтеза элементов. Куло-



новский барьер между двумя ядрами  $^{28}\text{Si}$  слишком велик для непосредственного синтеза составного ядра  $^{56}\text{Ni}$  при имеющихся температурах ( $T_9 = 3-5$ ) и плотностях ( $\rho = 10^5-10^9 \text{ г/см}^3$ ). Однако ядра  $^{28}\text{Si}$  и последующие продукты ядерного горения легко фоторасщепляются в реакциях типа  $(\gamma, \alpha)$ ,  $(\gamma, \text{п})$  и  $(\gamma, \text{р})$ . В процессе ядерного горения возникает все больше и больше ядер  $^{28}\text{Si}$ , приводящих к образованию нуклонов и  $\alpha$ -частиц, которые могут захватываться нераспавшимися ядрами  $^{28}\text{Si}$ , и при этом с помощью сети реакций (см. рис. 7) синтезируются ядра вплоть до элементов вблизи железа в периодической таблице.

Основным продуктом при взрывном процессе горения кремния является  $^{56}\text{Ni}$ , который в результате двух бета-распадов превращается в  $^{56}\text{Fe}$ . При квазистатическом горении кремния слабое взаимодействие (ответственное за реакции захвата. — *Прим. пер.*) осуществляется достаточно быстро, чтобы основным продуктом стал  $^{54}\text{Fe}$  — ядро, имеющее на два нейтрона больше, чем протонов. Учитывая важную роль, которую в ядерном горении играют  $\alpha$ -частицы ( $\alpha$ ), и то, что образование ядер с атомной массой 56, обладающих наибольшей удельной (на нуклон) энергией связи, неумолимо стремится стать термодинамически равновесным процессом (*e*), М. и Дж. Бербиджи, У. Фаулер и Ф. Хойл подразделили так называемое сейчас горение кремния на  $\alpha$ - и *e*-процессы<sup>1</sup>. Д. Бодански, Д. Клейтон и У. Фаулер, опираясь на работы, в которых развивались основные представления о горении кремния, провели расчеты этого процесса для условия квазиравновесного состояния. Современные ЭВМ позволяют детализировать разветвленную сеть реакций, вытекающую из проведенных расчетов.

Подробный обзор результатов лабораторных исследований по реакциям горения кремния провел С. Барнес в 1982 г. На рис. 12 и 13, взятых в упрощенном виде из работы Дж. Зискинда и др. (1978 г.), представлены экспериментально полученные зависимости сечений для ядерных реакций  $^{54}\text{Cr}(\text{р}, \text{п})^{54}\text{Mn}$  и  $^{54}\text{Cr}(\text{р}, \gamma)^{55}\text{Mn}$

<sup>1</sup> Обычно сейчас к  $\alpha$ -процессу относят стадии ядерного горения от синтеза углерода ( $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ ) до образования кремния, а к *e*-процессу — синтез элементов, близких к железу в периодической таблице. — *Прим. пер.*

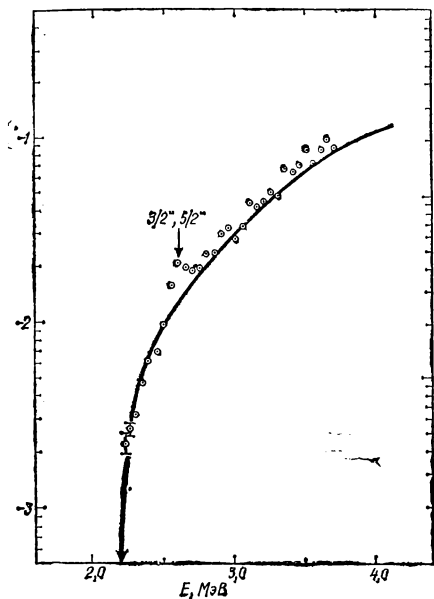


Рис. 12. Зависимость сечения (в барнах) реакции  $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$  от энергии протонов

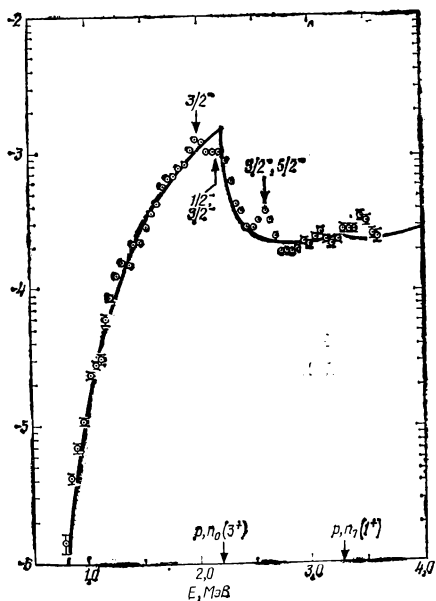


Рис. 13. Зависимость сечения (в барнах) реакции  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$  от энергии протонов

от энергии возбуждения ядер. Нейтроны, образующиеся в первой из этих реакций, способны увеличивать количество нейтронов, обеспечивающих горение кремния, но непосредственно не способствуют синтезу  $^{55}\text{Mn}$ , происходящему благодаря второй реакции. Начиная с порогового значения энергии 2,158 МэВ, реакция  $(p, n)$  на самом деле начинает сильно конкурировать с наиболее интересующей нас реакцией  $(p, \gamma)$ , и вызывает *максимум конкурентности*, заметный на рис. 13. Эта конкуренция в способах расщепления составных (возбужденных) ядер подчеркивалась еще очень давно Нильсом Бором, и поэтому такие максимумы на рассматриваемых кривых, может, следовало бы назвать *максимумами Бора*. Из рис. 13 с очевидностью следует, что скорость реакции  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$  при очень высоких температурах будет на порядок величины ниже, чем при максимуме кривой.

Элемент марганец в естественных условиях обладает лишь одним изотопом  $^{55}\text{Mn}$ . Имеющийся в природе марганец образуется при квазистатическом горении кремния, наиболее вероятно, в результате только что рассмотренной реакции  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$ . Сеть реакций простирается до возникновения  $^{54}\text{Cr}$ , а затем и  $^{55}\text{Mn}$ . Определенный вклад могут также дать реакции  $^{51}\text{V}(\alpha, \gamma)^{55}\text{Mn}$  и  $^{52}\text{V}(\alpha, n)^{55}\text{Mn}$ , особенно при взрывном процессе горения кремния. При квазистатическом горении кремния разрушение  $^{55}\text{Mn}$ , наиболее вероятно, происходит в реакциях  $^{55}\text{Mn}(p, \gamma)^{56}\text{Fe}$  и  $^{55}\text{Mn}(p, n)^{55}\text{Fe}$ . При взрывном процессе горения кремния к разрушению некоторой части  $^{55}\text{Mn}$  могут также приводить реакции  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \gamma)^{59}\text{Co}$ ,  $^{55}\text{Mn}(\alpha, p)^{58}\text{Fe}$  и  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$ . Как будет позже отмечено, расчеты общего процесса синтеза  $^{55}\text{Mn}$  дают значение его содержания, довольно хорошо согласующееся с содержанием этого элемента в Солнечной системе. К сожалению, то же нельзя сказать относительно содержания ядер многих других элементов.

Лабораторные измерения, касающиеся реакций ядерного горения, начиная с углерода, приведенных на рис. 7, затрагивают лишь 20% этих реакций при стабильных ядрах в качестве мишеней. Непосредственные измерения короткоживущих радиоактивных ядер и возбужденных состояний всех ядер в настоящее время невозможны, в связи с чем обещает большие перспективы методика производства пучков из радиоактивных ионов. Пионерами

в разработке этой методики стали Ричард Бойд, а также Р. Хойт и др. Мне представляется, что дальнейшее развитие и использование метода пучков радиоактивных ионов уже в следующем десятилетии сможет принести наиболее волнующие результаты в области ядерной астрофизики, полученные в лаборатории. Ведь скорость реакции  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ , которая лабораторно изучалась бы в виде реакции  $^1\text{H}(^{13}\text{N}, \gamma)^{14}\text{O}$ , является решающей при протекании так называемого быстрого CN-цикла.

Во всяком случае со временем стало ясно, что экспериментальные данные о реакциях ядерного синтеза от углерода до железа нуждаются в систематизации и исчерпывающей теории. К счастью, теоретически рассчитанные средние сечения этих реакций во многих случаях вполне удовлетворительны. Объясняется это тем, что скорости ядерных реакций, протекающих в звездах, получают при интегрировании сечений с учетом максвелловского распределения (см. сноску 2 на с. 19). А для большинства реакций ядерного горения, рассматриваемого в этом разделе, резонансы (максимумы в зависимости сечения от энергии. — *Прим. пер.*) расположены близко друг к другу и даже перекрываются, и имеется достаточно широкая область интегрирования, чтобы автоматически сглаживались (усреднялись) детали структуры.

Подобная статистическая теория ядерных реакций была разработана в 1952 г. У. Хаузером и Х. Фишбахом, которые получили средние значения сечений, идеально подходящие для наших целей. В связи с этим Дж. Холмс, С. Уосли, У. Фаулер и Б. Зиммерман в 1976 г. предложили *общую параметрическую* теорию Хаузера—Фишбаха и соответствующую вычислительную программу для расчетов в области ядерной астрофизики. Более сложную методику вычислений разработал Ф. Манн; заметное улучшение при сопоставлении теории и эксперимента было достигнуто после учета некоторых корректирующих положений, выдвинутых Дж. Зискиндо и др. в 1980 г. Наша методика давала скорости для ядерных реакций либо в численном виде, либо в аналитической форме (как функцию температуры). При помощи тех же параметров, использующихся для реакций, затрагивающих основные энергетические состояния стабильных ядер, наша программа вычислений выдавала

скорости реакций и для основных состояний радиоактивных ядер, и для возбужденных состояний стабильных и радиоактивных ядер.

Однако недавно Д. Саргуд сравнил с теоретическими экспериментальные данные, полученные в ряде лабораторий для протонов и  $\alpha$ -частиц при взаимодействии с ядрами (около 80) мишеней, находящимися, конечно, в основном энергетическом состоянии. При этом ясно обнаружилось, что за некоторым исключением теоретические расчеты лишь на 50% совпадают с экспериментальными результатами. Как говорится, «столько же можно выиграть, сколько и проиграть». Д. Саргуд отметил также, что во многих случаях, особенно для реакций, производящих гамма-излучение, скорости «звездных» и «лабораторных» реакций близки друг к другу, но в ряде случаев разница может достигать несколько порядков величины. Раньше предполагалось, что статистическая теория, которая хорошо предсказывает результаты для основного энергетического состояния ядер, так же справедлива и для возбужденных состояний. Но это предположение часто оказывается неверным.

## **РАСЧЕТ СОДЕРЖАНИЯ ДЛЯ $A \leq 60$ И КРАТКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ВЗРЫВНОГО ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА**

При помощи подходящих значений скоростей для ядерных реакций, идущих на последующих стадиях звездной эволюции, астрофизики-теоретики пытались вывести содержания элементов и их изотопов, исходя как из квазистатического ядерного синтеза перед взрывом звезды как Сверхновой, так и из взрывного процесса ядерного синтеза, происходящего во время Сверхновой. Ранее мы обсуждали различные стадии предвзрывного ядерного горения, и следует сказать, что существует вполне согласованная картина этого синтеза элементов на всех его стадиях. Что же касается взрывного процесса ядерного синтеза, то это еще нерешенная во многом проблема, требующая своего интенсивного изучения.

Содержание химических элементов, образующихся в результате взрывного ядерного синтеза, должно зависеть от деталей механизма, приводящего к взрыву звезд.

ды как Сверхновой. Предположения, касающиеся природы взрыва звезд как Сверхновых типа I и II, высказывались в статье Ф. Хойла и У. Фаулера в 1960 г. и У. Фаулера и Ф. Хойла в 1964 г. Предполагалось, что имеющая меньшую массу звезда, вспыхивающая как Сверхновая типа I, низвергается в окружающее пространство после начала взрывного (мгновенного) горения углерода в условиях вырожденного электронного газа, давление которого практически не зависит от температуры. Такое горение углерода внезапно поднимает температуру до значений, при которых электроны уже не являются вырожденными, и это приводит к взрывному разрушению звезды<sup>1</sup>. Для имеющей большую массу звезды, вспыхивающей как Сверхновая типа II, предполагается, что горение кремния в звездном ядре уже привело к образованию химических элементов типа железа, имеющих максимальную среди всех ядер удельную энергию связи, и поэтому выделение ядерной энергии больше не происходит (следовательно, звездное ядро начинает охлаждаться и сжиматься. — *Прим. ред.*). Протекающие затем реакции фоторасщепления и захвата электронов приводят в конце концов к тому, что звездное ядро обрушивается «вовнутрь», и в падающей вместе с ним мантии, окружающей ядро и имеющей еще достаточно ядерного горючего, вспыхивает (от повышения температуры) взрывной процесс ядерного горения. Эти представления в принципе «сохранились», хотя и претерпели существенные изменения в последующие годы.

Но вернемся к проблеме происхождения элементов, и в этом нам поможет рис. 14, на котором показано окончательное распределение содержания элементов (по

---

<sup>1</sup> Здесь имеется в виду, что у проэволюционировавших звезд достаточно малой массы образуется вырожденное электронное ядро, квантовомеханическое давление которого сдерживает сжатие ядра (как в белом карлике) и противостоит давлению вышележащих слоев звезды. При внезапном нарушении вырождения электронов в звездном ядре последнее начинает катастрофически сжиматься, а вместе с ним и вся звезда. Сильный и мощный нагрев падающего к центру вещества, еще не прошедшего все стадии ядерного горения, вызывает интенсивное ядерное горение с выделением громадной энергии, что и является причиной взрыва звезды. Тот же предварительный взрыв звездного ядра «вовнутрь» характерен и для Сверхновой типа II, модель взрыва которой разработана более подробно. — *Прим. пер.*

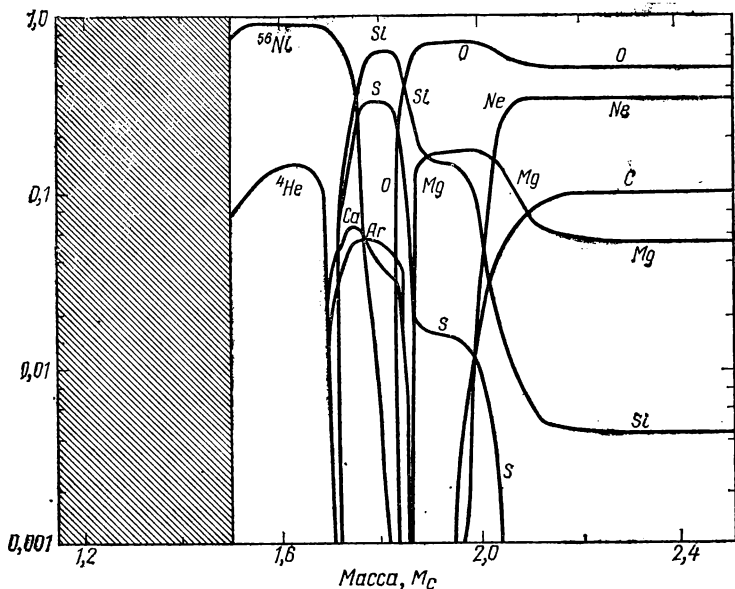


Рис. 14. Конечное содержание элементов (по массе) в зависимости от внутреннего распределения массы звезды населения типа I общей массой  $25 M_{\odot}$  при выбросе во время Сверхновой типа II

массе) при выбросе вещества звездой общей массой  $25 M_{\odot}$  населения типа I, вспыхнувшей как Сверхновая. Рис. 14 взят из обзора С. Уосли и Т. Уивера, так же как и рис. 8, а на с. 31, на котором было показано распределение содержания элементов на стадии предсверхновой. Очень заметно содержание элементов изменилось для внутренней области, ограниченной массой  $2,2 M_{\odot}$ . Внешняя же часть звезды (вне этих пределов внутреннего распределения массы) выбрасывается с небольшим изменением или даже вовсе без изменения в составе атомных ядер. При этом взрыв звезды как Сверхновой моделируется простым предположением, что выбрасываемое вещество получает энергию порядка  $10^{51}$  эрг от распространяющейся наружу ударной волны, отскакиваемой от сжимающегося и уплотняющегося звездного ядра под прямым или иным углом.

Используя данные рис. 14 в интервале масс  $1,5—2,2 M_{\odot}$  и данные рис. 8, а при  $M > 2,2 M_{\odot}$ , С. Уосли и Т. Уивер рассчитали содержание элементов и их изото-

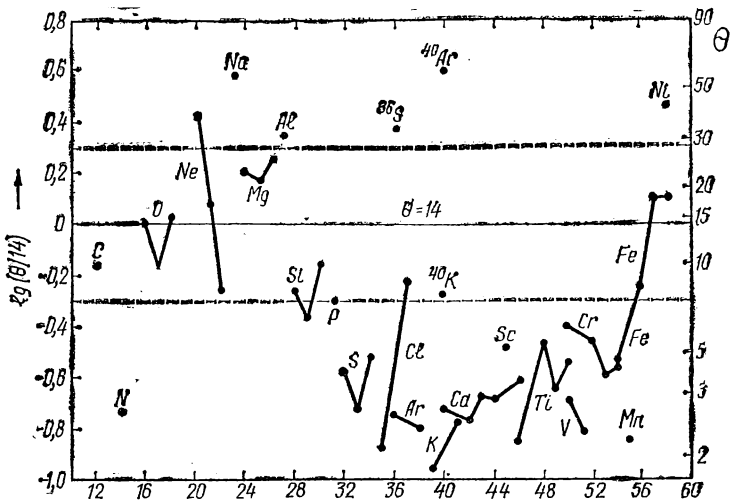


Рис. 15. Переобилие элементов ( $\Theta$ ), в 14 раз превышающее «солнечное» содержание, и соответствующий  $\Theta$ -фактор в зависимости от атомной массы при ядерном синтезе вследствие Сверхновых типа I и II при общей массе предсверхновой  $25 M_{\odot}$

пов в веществе, выбрасываемом в межзвездную среду, когда звезда массой  $25 M_{\odot}$  населения типа I взрывается как Сверхновая. Результаты этих расчетов показаны на рис. 15 в единицах относительного содержания изотопов по сравнению с солнечным их содержанием. На правой вертикальной шкале здесь отложено отношение полученного содержания к солнечному, а на левой шкале — это же соотношение, но пронормированное относительно содержания  $^{16}\text{O}$ , в 14 раз превышающего солнечное. Иначе говоря, для каждого грамма  $^{16}\text{O}$ , первоначально находящегося в звезде (солнечное содержание), при взрыве выбрасывается 14 г  $^{16}\text{O}$ . Такое сверхпроизводство элементов отдельными Сверхновыми, которое, можно ожидать, достаточно обогатило межзвездную среду перед формированием Солнечной системы, соотносится с тем, что вспышка Сверхновой в Галактике происходит примерно раз в 100 лет. Последние теоретические оценки показывают, что в среднем отношение  $\Theta$  (см. рис. 15) для всех элементов равно 10.

Однако приходится испытывать разочарование при попытке объяснить содержание элементов в Солнечной



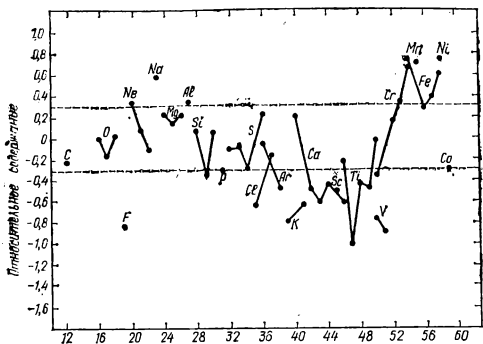


Рис. 16. Содержание элементов (по сравнению с «солнечным», нормированным с помощью  $^{16}\text{O}$ ), при равных вкладах от взрывов Сверхновых типа I и II, в зависимости от атомной массы

системе результатом обогащения межзвездной среды за счет выброса вещества звездами массой  $25 M_{\odot}$  населения типа I при их взрыве как Сверхновые. Результаты, представленные на рис. 15, указывают на непропорциональное обогащение среды всеми элементами, особенно заметно недостаточное производство элементов от серы до хрома, в связи с чем С. Уосли и Т. Уивер в своем обзоре заключили, что необходимо сделать расчеты для звезд других масс и соответственно рассмотреть вклад от звезд разных масс, учитывая примерно обратно пропорциональную зависимость количества образующихся звезд от массы. Вместе с Т. Аксельродом они в 1984 г. опубликовали расчеты содержания элементов при выбросах вещества из звезд массой от  $10$  до  $10^6 M_{\odot}$ , взрывающихся как Сверхновые. Ими показано, что звезда массой  $200 M_{\odot}$  населения типа III при взрыве как Сверхновая производит такое количество серы, аргона и кальция, которое, возможно, компенсирует недостаточное производство этих элементов, отраженное на рис. 15. Звезды населения этого типа, весьма массивные, имея массу от  $100$  до  $300 M_{\odot}$ , образовывались на ранней стадии эволюции Галактики из водорода и гелия и очень быстро завершили свою эволюцию. Поскольку содержание тяжелых элементов в них было нулевым, то они не имеют своего аналога среди продолжающих сейчас образовываться звезд населения типа I, как и среди старых, но маломассивных звезд населения типа II.

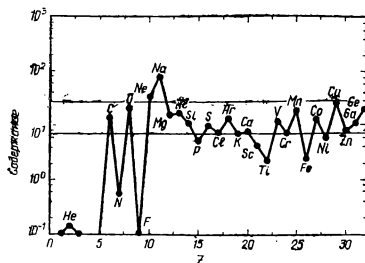


Рис. 17. Содержание элементов (относительно «солнечного») в зависимости от зарядового числа  $Z$  (числа протонов) при взрыве Сверхновой типа II с массой около  $20 M_{\odot}$

Различные решения проблемы, подчеркнутой рис. 15, предложили другие ученые. Недавно К. Номото, Ф.-К. Тилеманн и Дж. Уилер рассчитали содержание элементов, образующихся в Сверхновых типа I, в рамках механизма мгновенного сгорания углерода. Допуская равный вклад от Сверхновых типа I и типа II, они получили результаты (рис. 16), которые выглядят несколько более удовлетворительными, чем отраженные на рис. 15. Чуть ранее У. Арнетт и Ф.-К. Тилеманн пересчитали квазистатический процесс ядерного синтеза для звезды массой  $20 M_{\odot}$ , пользуясь в 3 раза более высокой скоростью для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Это может показаться вполне оправданным, как уже обсуждалось нами ранее. Но затем они предположили, что взрывной процесс ядерного синтеза незначительно влияет на содержание элементов, образующихся в квазистатическом процессе, и получили в конце концов результаты, представленные на рис. 17. Среднее значение  $\Theta$  здесь примерно равно 14 при отклонениях, в среднем не превышающих в 2 раза это значение. Но все же предположение о минимальных изменениях в содержании элементов при взрыве звезды и выбросе из нее вещества вызывает сомнение.

У меня такое чувство, что обсуждаемые в этом разделе результаты, а также полученные многими другими учеными обещают в конце концов вполне разрешить вопрос о том, где и как в самом деле образовались все элементы от углерода до никеля.

## АНОМАЛЬНЫЕ СОДЕРЖАНИЯ ИЗОТОПОВ В МЕТЕОРИТАХ

Около 10 лет назад выяснилось, что ядерный процесс образования элементов должен был продолжаться в Галактике вплоть до момента формирования Солнечной системы, т. е. по крайней мере за несколько миллионов лет до этого формирования. А немногим более года назад выяснилось, что процесс ядерного синтеза продолжается вплоть до сегодняшнего времени, т. е. существовал по крайней мере за несколько миллионов лет до настоящего времени. Именно распад радиоактивного ядра со средним временем существования  $\tau$ , равным 1,04 млн. лет, дал основание для этих утверждений, которые с большим удовлетворением были восприняты большинством экспериментаторов, теоретиков и наблюдателей, специализирующихся в области ядерной астрофизики.

Аномалии изотопного содержания в метеоритах, связанные с распадом короткоживущих радиоактивных ядер, впервые были выявлены в 1960 г. Дж. Рейнольдсом, который обнаружил слишком большое количество  $^{129}\text{Xe}$  в метеорите Ричардсон. Как показали в 1961 г. П. Джеффери и Дж. Рейнольдс, избыток  $^{129}\text{Xe}$  связан с содержанием  $^{127}\text{I}$  в метеорите и, следовательно, вызван распадом  $^{129}\text{I}$  ( $\tau = 23$  млн. лет) в месте нахождения  $^{129}\text{Xe}$  в метеорите. Количественные оценки указывают на то, что отношение содержаний изотопов  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  составляло примерно  $10^{-4}$  в момент образования метеорита. Предположив, что  $^{129}\text{I}$  и  $^{127}\text{I}$  образовывались примерно в равных количествах в процессе ядерного синтеза (скорее всего при  $r$ -процессе) на протяжении около 10 млрд. лет существования Галактики до момента формирования Солнечной системы, и приняв во внимание, что образовавшийся  $^{129}\text{I}$  мог сохраниться лишь за время порядка среднего времени своего существования, Дж. Уассербург, У. Фаулер и Ф. Хойл оценили в 100 млн. лет промежуток времени от последнего ядерного процесса образования  $^{129}\text{I}$  до момента его попадания в тело Солнечной системы, породившее метеорит. На счет такого промежутка времени имеются определенные свидетельства (особенно в связи с  $^{244}\text{Pu}$ ), однако случаи  $^{129}\text{I}$ , а также других короткоживущих радиоактивных изотопов вроде  $^{26}\text{Al}$  и  $^{107}\text{Pd}$  ( $\tau = 9,4$  млн. лет), ве-

роятно, связаны с другим событием в истории ядерного синтеза.

Мои коллеги Дж. Уассербург и Д. Папанастасио в своем исчерпывающем обзоре в 1982 г. рассмотрели имеющиеся существенные аномальные содержания в метеоритах  $^{26}\text{Mg}$  (от распада  $^{26}\text{Al}$ ),  $^{107}\text{Ag}$  (от распада  $^{107}\text{Pd}$ ),  $^{129}\text{Xe}$  (от распада  $^{129}\text{I}$ ), тяжелых изотопов Хе (от расщепления  $^{244}\text{Pu}$  с  $\tau = 117$  млн. лет; наблюдались и треки этого расщепления), а также возможные (еще не обнаруженные) аномальные содержания  $^{41}\text{K}$  (от распада  $^{41}\text{Ca}$  с  $\tau = 0,14$  млн. лет),  $^{60}\text{Ni}$  (от распада  $^{60}\text{Fe}$  с  $\tau = 0,43$  млн. лет),  $^{53}\text{Cr}$  (от распада  $^{53}\text{Mn}$  с  $\tau = 5,3$  млн. лет) и  $^{142}\text{Nd}$  (от  $\alpha$ -распада  $^{146}\text{Sm}$  с  $\tau = 149$  млн. лет). Они придерживаются идеи о свободном распаде радиоактивных изотопов, находившихся на месте существующих сейчас «аномальных» изотопов, однако на протяжении ряда лет мой бывший студент Д. Клейтон убеждал, что аномалии изотопного состава своим образованием обязаны попавшим в метеорит межзвездным пылинкам, начальная конденсация которых произошла в расширяющихся оболочках Сверхновых и Новых. Со смешанным чувством читаешь теперь на с. 90 обзора Дж. Уассербурга и Д. Папанастасио: «Пока нет убедительных доказательств присутствию в Солнечной системе сохранившихся протосолнечных межзвездных пылинок. Все до сих пор подвергавшиеся анализу образцы пород были, видимо, сконденсированы из газа или расплавлены и подвергались химическим превращениям с образованием новых минералогических структур».

Прежде чем перейти к подробному изложению случая с отношением содержаний изотопов  $^{26}\text{Al}/^{26}\text{Mg}$ , имеет смысл вспомнить существовавшую дискуссию относительно упоминавшегося промежутка времени 100 млн. лет для свободного распада радиоактивных изотопов. Именно отмеченная в 1981 г. Дж. Ченом и Дж. Уассербургом незначительность регистраций аномальных содержаний в метеоритах  $^{235}\text{U}$  (от распада  $^{247}\text{Sm}$  с  $\tau = 23$  млн. лет) и вместе с тем обсуждавшееся (например, Д. Барнеттом и др.) обнаружение аномального содержания тяжелых изотопов Хе (от расщепления  $^{244}\text{Pu}$  с  $\tau = 117$  млн. лет) потребовали в несколько раз увеличить рассматриваемый промежуток времени. Этот промежуток протягивается от «последнего» ядерного син-

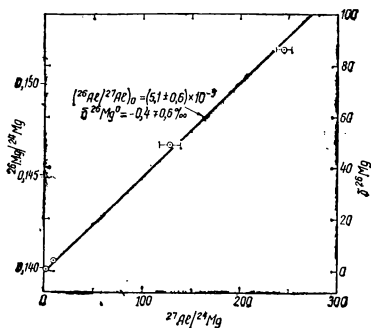


Рис. 18. Линейная зависимость между отношениями содержаний  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  означает, что  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = (5,1 \pm 0,6) \times 10^{-5}$  во время образований включений с  $^{26}\text{Al}$  в метеорите Алленде

теза элементов в  $r$ -процессе (после Сверхновой?), когда образовались актиноиды Ti, U, Pu, Cm и др., до «последнего» ядерного процесса синтеза элементов (Новые? Сверхновые с быстротечным  $r$ -процессом?), когда образовались короткоживущие изотопы  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{107}\text{Pd}$  и  $^{129}\text{I}$  перед формированием Солнечной системы. Поскольку содержание этих короткоживущих изотопов, ответственных за сегодняшние аномалии в изотопном составе, в те времена составляло в среднем  $10^{-4}$  от нормального содержания (т. е. содержания стабильных изотопов тех же элементов), а их среднее время существования различалось достаточно широко (от 1,04 до 23 млн. лет), то представляется, что аномальность изотопного состава вызвана не просто результатом свободного распада радиоактивных ядер, а связана с наличием примеси необычного вещества по сравнению с нормальным содержанием остальных элементов в Солнечной системе. Вещество протосолнечной туманности до своего сжатия в планетную систему было почти перемешанным до однородного своего нормального состава, но не полностью. В частности, в случае короткоживущих ядер  $^{26}\text{Al}$  при величине отношения содержаний  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = 10^{-3}$  продолжительность этого перемешивания должна составлять около 1 млн. лет.

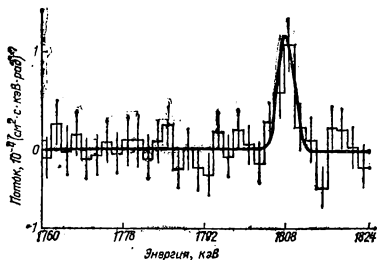
Рис. 18 иллюстрирует то обстоятельство, что  $^{26}\text{Al}$  имелся в межзвездном веществе протосолнечной туманности перед ее конденсацией с последующей агрегацией в достаточно крупные тела (планету в поясе астероидов?), в том числе и прародителя метеорита Алленде,

исследования которого Т. Ли, Д. Папанастасио и Дж. Уассербургом и дали приведенный здесь график. Метеорит этот упал вблизи Пуабло Алленде в Мексике 8 февраля 1969 г. и относится к углистым хондритам, которые, как полагают, состоят из первородного вещества Солнечной системы с *неменявшимся составом после эпохи первоначального отвердения*.

На рис. 18 показана зависимость между отношением содержаний  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  и отношением содержаний  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  для различных минеральных фаз (шпинелей и т. д.) богатого кальцием и алюминием включения, обозначенного WA и полученного при исследовании хондр метеорита Алленде. Очевидно, что избыток изотопа  $^{26}\text{Mg}$  в минеральных фазах линейно зависит от содержания  $^{27}\text{Al}$ . Поскольку  $^{26}\text{Al}$  химически тождествен  $^{27}\text{Al}$ , то отсюда следует, что минеральные фазы, богатые  $^{27}\text{Al}$ , были первоначально богаты и  $^{26}\text{Al}$ , впоследствии распавшимся, произведя *в месте своего нахождения* избыток  $^{26}\text{Mg}$ . Причем линейная зависимость указывает на то, что содержание  $^{26}\text{Al}$  в протосолнечной туманности достигло значения  $5 \cdot 10^{-5}$  относительно содержания  $^{27}\text{Al}$  в момент агрегации включения WA, происшедшей на самых ранних стадиях формирования Солнечной системы. Такова история включения WA, сохранившегося спустя 4,5 млрд. лет после эпохи формирования Солнечной системы. Анализ остальных включений в метеорите Алленде и в некоторых других метеоритах дал для величины отношения  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  значения от 0 до примерно  $10^{-3}$ — $10^{-4}$ .

То обстоятельство, что  $^{26}\text{Al}$  имеется в межзвездной среде и сегодня, иллюстрируется рис. 19, полученным У. Махони и другими моими коллегами по Калифорнийскому технологическому институту, работающими в Лаборатории реактивного движения. Здесь представлен спектр гамма-излучения в области энергий 1760—1824 кэВ, зарегистрированного при помощи аппаратуры спутника «ХЕАО-3» при исследованиях диффузного гамма-потока от экваториальной плоскости Галактики.

Несомненно, что эта спектральная линия вблизи энергии 1809 кэВ, выявленная со значительной вероятностью, образуется при переходе с первого возбужденного уровня ядра  $^{26}\text{Mg}$  на основной при энергии перехода как раз 1809 кэВ. Радиоактивное ядро  $^{26}\text{Al}$  подвержено распаду согласно реакции  $^{26}\text{Al}(e^+ \nu) ^{26}\text{Mg}^*(\gamma) ^{26}\text{Mg}$ ,



**Рис. 19.** Гамма-излучение в области энергий 1760—1824 кэВ, испускаемое экваториальной плоскостью Галактики, с линией близ энергии 1809 кэВ, соответствующей распаду радиоактивного  $^{26}\text{Al}$  с периодом полураспада  $1,04 \cdot 10^6$  лет с образованием  $^{26}\text{Mg}$  с возбужденным уровнем энергии

где звездочкой обозначено возбужденное состояние  $^{26}\text{Mg}$ . Следовательно, обнаружение линии перехода с возбужденного состояния на основное  $^{26}\text{Mg}$  с очевидностью показывает, что  $^{26}\text{Al}$  еще в достаточном количестве сейчас существует в межзвездной среде галактической экваториальной плоскости. При среднем времени существования  $^{26}\text{Al}$ , равном 1,04 млн. лет, это означает, что образование  $^{26}\text{Al}$  происходило не ранее нескольких миллионов лет назад, и, вероятно, его образование происходит непрерывно. Вряд ли будет большим произволом считать, что процесс ядерного синтеза в Галактике продолжается и в настоящее время. Количественные оценки показывают, что для межзвездной среды отношение содержаний изотопов  $^{26}\text{Al}$  и  $^{27}\text{Al}$  в настоящий момент примерно составляет  $10^{-5}$ . При этом величина  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  усреднялась по всей внутренней области галактической плоскости до Солнца включительно. Почти это же среднее значение, вероятно, было свойственно и эпохе формирования Солнечной системы, однако значения отношения содержаний этих изотопов для разных метеоритных включений указывает на то, что в протосолнечной туманности имелись значительные вариации этой величины от 0 до  $10^{-3}$ .

В связи со всем этим немедленно возникает вопрос: где же происходит синтез ядер  $^{26}\text{Al}$ ? Еще в конце 70-х годов я убедился, что  $^{26}\text{Al}$  не может синтезироваться в Сверхновых, где при высоких температурах интенсивно происходит производство нейтронов, что, как ожидается,

значительно увеличивает сечение реакции  $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ . На такое увеличение сечения этой реакции указывают исследования обратной реакции  $^{26}\text{Mg}(p, n)^{26}\text{Al}$ , проводившиеся в Келлоггской лаборатории Р. Скелтоном и др.

Начиная с работы Д. Клейтона в 1975 г., учеными неоднократно высказывалось предположение, что  $^{26}\text{Al}$  производится Новыми. По современным представлениям феномен Новой связан с тем, что при аккреции водорода на белый карлик, поступающего с компаньона в двойной звездной системе, достигается достаточно тепловой энергии, чтобы начался быстрый процесс горения водорода по схеме CN-цикла. Аналогичным образом возникает и быстрый процесс горения по MgAl-циклу с образованием изотопов в соотношении  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \geq 1$ . Экспериментальные измерения, проведенные недавно, поддерживают этот вывод. По свидетельству Д. Клейтона, 40 Новых, ежегодно происходящих в галактическом диске, могут обеспечить полученное из наблюдений среднее значение  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \approx 10^{-5}$ . Он считает, что при взрыве Новой в пространство выбрасывается  $10^{-4} M_{\odot}$  среди которых  $3 \cdot 10^{-4}$  по массе приходится на  $^{26}\text{Al}$ .

Источником  $^{26}\text{Al}$  могут служить реакции скалывания, производимые вторичными космическими лучами, выбиваемыми из протопланетного вещества протонами высоких энергий от молодого Солнца, когда то превращалось в звезду главной последовательности. Эта возможность обсуждалась еще в 1962 г. У. Фаулером, Дж. Гринстейном и Ф. Хойлом, которые пытались таким образом объяснить происхождение D, Li, Be и B, допуская достаточно большие потоки первичных протонов и вторичных нейтронов, чтобы это существенным образом повлияло на содержание рассматриваемых элементов в Солнечной системе. Более рациональная версия сценария данного процесса выдвигалась в 1978 г. Т. Ли, но также без особого успеха. Мне трудно представить, что производство вторичных лучей в ранней Солнечной системе вызвало аномальное содержание изотопов в метеоритах. И конечно, таким путем нельзя объяснить продолжающееся и сейчас образование  $^{26}\text{Al}$  в межзвездной среде.

В метеоритах были найдены аномальные содержания короткоживущих изотопов по сравнению с нормальным содержанием стабильных изотопов в веществе Солнеч-



ной системы для многих элементов: O, Ne, Mg, Ca, Ti, Kг, Sr, Xe, Ba, Nd и Sm. В 1983 г. М. Тименс и Дж. Хейденрейх указали на возможное неядерное происхождение аномального изотопного состава в случае кислорода, однако аномалии в содержании изотопов остальных этих элементов связывают в общем случае с различными ядерными процессами.

В качестве одного из этих процессов Д. Сандлер, С. Кунин и У. Фаулер в 1982 г. рассмотрели реакции нейтронного захвата с последующим бета-распадом ( $n\beta$ ). Причем исходными ядрами в таких реакциях считались ядра всех элементов от Si до Sr, обладающие нормальным содержанием, характерным для Солнечной системы в целом. Действие этого процесса при плотностях потока нейтронов  $10^7$  моль/см<sup>3</sup> и продолжительности нейтронного облучения 1000 с и при наличии небольших примесей ( $\leq 10^{-4}$ ) необычного вещества (т. е. с отличным от нормального содержанием) вполне удовлетворительно объясняет большинство аномалий изотопного состава Ca и Ti, обнаруженных в 1979 г. Ф. Недерером, Д. Папанастасио и Дж. Уассербургом при изучении включения ЕК-1-4-1 в метеорите Алленде. Аномальное содержание стабильных изотопов того же порядка, что и аномальное содержание короткоживущих ядер, и это является сильным аргументом в пользу предположения о неоднородности протосолнечной туманности, имевшей районы с необычным веществом при его содержании до  $10^{-4}$  и более относительно нормального состава туманности.

Отметим, что объяснение аномального содержания <sup>46</sup>Ca и <sup>49</sup>Ti во включении ЕК-1-4-1 стало возможным лишь после увеличения в 10 раз теоретических сечений (по теории Хаузера—Фишбаха) реакций <sup>46</sup>K( $n, \gamma$ ) и <sup>49</sup>Ca( $n, \gamma$ ) с учетом вероятного резонансного возмущения чуть выше порога образования соответственно составных ядер <sup>47</sup>K и <sup>50</sup>Ca. И в 1981 г. появилось сообщение ЦЕРН (Европейского центра ядерных исследований) об обнаружении А. Хакком и др. возбужденного состояния <sup>50</sup>Ca с уровнем энергии, на 0,16 МэВ превышающим порог реакции <sup>49</sup>Ca( $n, \gamma$ ), что как раз и требовалось.

Д. Сандлер, С. Кунин и У. Фаулер также указали на то, что продолжительность нейтронного облучения соотносится со средним временем существования <sup>13</sup>N,

образующегося в реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  при внезапном попадании водорода (протонов) в оболочку красного гиганта, где достаточно имеется  $^{12}\text{C}$ , производимого в результате горения гелия по реакции  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ . Последующий бета-распад  $^{13}\text{N}(e^+ \gamma)^{13}\text{C}$  может сопровождаться реакцией  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , которая как раз является источником нейтронов. Все это, если соответствует действительности, представляет крайний интерес. Кроме того Д. Сандлер, С. Кунин и У. Фаулер предсказали существование аномального изотопного состава хрома, и сейчас Дж. Уассербург со своими сотрудниками пытается обнаружить эти аномалии в метеоритах,

## НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ЯДЕРНОМ СИНТЕЗЕ В СВЕРХНОВЫХ

В течение ряда лет существовали значительные разногласия по поводу результатов определения содержания элементов в галактических остатках Сверхновых согласно наблюдениям в оптическом диапазоне. Как мне представляется, весьма важные косвенные данные о ядерном синтезе элементов в Сверхновых были получены в 1979 г. Р. Шевалье и Р. Кишнером, собравшими достаточно много спектральной информации о ряде быстро движущихся «узлов» в остатке Сверхновой Кассиопея А (ее вспышка датируется примерно 1659 г., хотя никаких наблюдений этой Сверхновой не было зарегистрировано). Причем «узлы» связывались с выбросами вещества из различных слоев предсверхновой звезды при очень несимметричном, несферическом взрыве. Как показали наблюдения, для одного из «узлов», КВ33, отношение содержания некоторых элементов к содержанию кислорода при нормировании *относительно «солнечного» состава (что обозначено здесь квадратными скобками)* составляло:  $[S/O] = 61$ ,  $[Ar/O] = 55$ ,  $[Ca/O] = 59$ . Совершенно ясно, что горение кислорода (с синтезом элементов группы кремния) в слое звезды, откуда произошел выброс вещества в виде «узла» КВ33, привел к истощению запасов кислорода и увеличению содержания элементов группы кремния. Что касается остальных «узлов» и других структурных образований (волокон), то они характеризуются различным соотношением содержаний элементов, трудно поддающимся интерпретации. И все же подчеркнем, что хотя сферически симметрич-

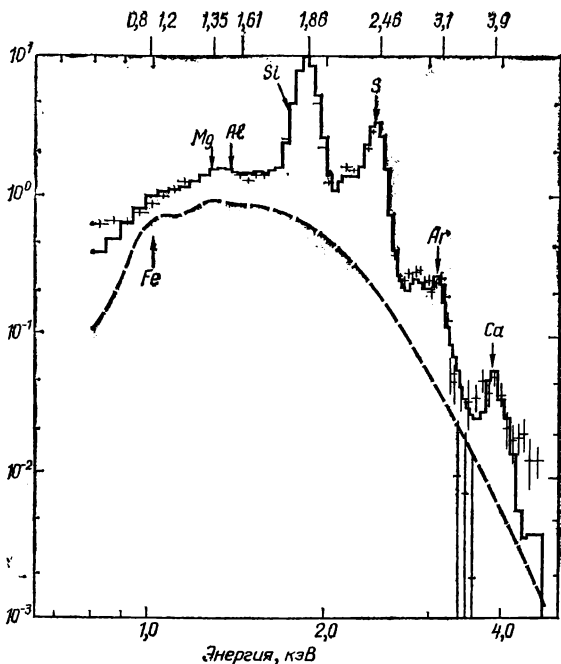


Рис. 20. Спектр рентгеновского излучения от остатка Сверхновой Тихо Браге

ный взрыв звезды как Сверхновой, может, и является наиболее удобным для расчета, однако отнюдь не соответствует действительности.

Исследования, проводившиеся НАСА при помощи спутника «ХЕАО-2», называемого сейчас орбитальной обсерваторией «Эйнштейн», дали ряд неожиданных результатов, оказавших наибольшее впечатление на астрономов в последнее время. С помощью этого спутника Р. Беккер и др. получили спектр рентгеновского излучения в области энергий 1—4 кэВ от остатка Сверхновой Тихо Браге (вспыхнувшей в 1572 г.), показанный на рис. 20. И меня поражает, что спутниковые наблюдения выявили спектральные линии Si, S, Ar и Ca как раз в соответствии с их положением в спектре, предсказываемым учебниками по физике и химии, хотя подобные наблюдения не так просты в осуществлении, как

проводимые в земных лабораториях. Недавно Дж. Шалл, основываясь на некоторых теоретических предположениях, касающихся распространения ударной волны при взрывном явлении Сверхновой, оценил содержание этих элементов относительно «солнечного» состава (что обозначено здесь квадратными скобками) :  $[Si] = 7,8$ ,  $[S] = 6,5$ ,  $[Ar] = 3,2$  и  $[Ca] = 2,6$ . С гораздо большей неопределенностью он также получил, что  $[Mg] = 2,0$  и  $[Fe] = 2,1$ . Различное превышение содержания этих элементов по сравнению с «солнечным» найдено им для остатков Сверхновых Кеплера (вспыхнувшей в 1604 г.) и Кассиопея А. Отметим то, что необходимо учитывать при построении моделей Сверхновых: одинаковых Сверхновых не бывает. И ядерный синтез элементов в Сверхновых зависит от начальной массы предсверхновых звезд, их вращения, характера потери массы (на стадии красного гиганта), степени несимметричности взрыва, начального содержания тяжелых элементов и, вероятно, от других показателей. Не вдаваясь в подробности, подчеркнем, что в Сверхновых, как очевидно, образуется повышенное содержание элементов вплоть до железа и даже с большим атомным номером. Правда, требуются более чувствительные рентгеновские детекторы, в области более высоких энергий, чтобы обнаружить гораздо менее распространенные элементы, находящиеся после железа в Периодической таблице.

Так или иначе ядерные осколки взрыва звезды как Сверхновой существенно обогащают межзвездную среду тяжелыми элементами, в которой продолжается процесс звездообразования. Сейчас все более становится ясной роль Новых в обогащении межзвездной среды. Выяснение того, как сочетаются друг с другом оба этих процесса обогащения межзвездной среды, ставит перед исследователями новые интересные проблемы, затрагивающие все аспекты ядерной астрофизики.

В результате взрывного процесса горения кремния в оболочке вокруг сжимающегося ядра предсверхновой звезды в основном образуется  $^{56}\text{Ni}$  (см. рис. 14). Как полагают, энергетическим источником яркости Сверхновых типа I, определяющим форму их кривых блеска на начальном этапе после взрыва звезды, является реакция захвата электрона ядром  $^{56}\text{Ni}$  (за характерное время 8,8 сут) с образованием возбужденного ядра  $^{56}\text{Co}$  при энергии возбуждения 1,72 МэВ и последующим перехо-

дом к основному энергетическому состоянию этого ядра с испусканием каскада гамма-квантов. Поглощение этого гамма-излучения оболочкой, сброшенной при взрыве, и обеспечивает ее энергетическое питание. Затем энергетическим источником оболочки становится реакция захвата электрона и испускание позитрона ядром  $^{56}\text{Co}$  (за характерное время 114 сут) при образовании ряда возбужденных состояний  $^{56}\text{Fe}$  с переходом к стабильному основному состоянию  $^{56}\text{Fe}$  при испускании каскада гамма-квантов. Как позитронная эмиссия, так и гамма-излучение обеспечивают нагрев вещества, выбрасываемого Сверхновой. Однако, если энергетическим источником является  $^{56}\text{Co}$ , то в спектре только что вспыхнувшей Сверхновой типа I должны присутствовать соответствующие линии кобальта, поскольку среднее время его существования достаточно большое, чтобы его можно было бы наблюдать через некоторое время после вспышки Сверхновой.

И этот кобальт был обнаружен! В 1980 г. Т. Аксельрод опубликовал результаты изучения им оптических спектров Сверхновой SN1972e, полученных Р. Киршнером и Дж. Оке. На рис. 21 представлены эти спектры излучения Сверхновой спустя 233, 264 и 376 сут после ее максимума, соответствующего взрывному процессу. Две эмиссионные линии вблизи длины волны 600 нм Т. Аксельрод отождествляет со спектральными линиями двукратноионизованного кобальта ( $\text{CoIII}$ ). Эти линии отчетливо видны на 233-е и 264-е сутки после максимума, но на 376-е сутки, т. е. спустя примерно 114 сут, они заметны лишь на пределе разрешения. Иначе говоря, ослабление линий хорошо согласуется со средним временем существования  $^{56}\text{Co}$ .

Недавно Д. Бранч и др. изучили абсорбционный спектр Сверхновой SN 1981b в течение первых суток после ее вспышки. На рис. 22 вверху показан спектр, полученный ими при максимуме блеска Сверхновой, внизу — спектр, теоретически рассчитанный Д. Бранчем в рамках модели мгновенного горения углерода, разработанной К. Номото для Сверхновых типа I. Отчетливо видны абсорбционные линии  $\text{CoII}$  вблизи длин волн 330 и 400 нм.

Из всего этого я заключаю, что существуют весо-  
мые доказательства относительно ядерного синтеза элементов при Сверхновых в ходе горения кремния и кислоро-

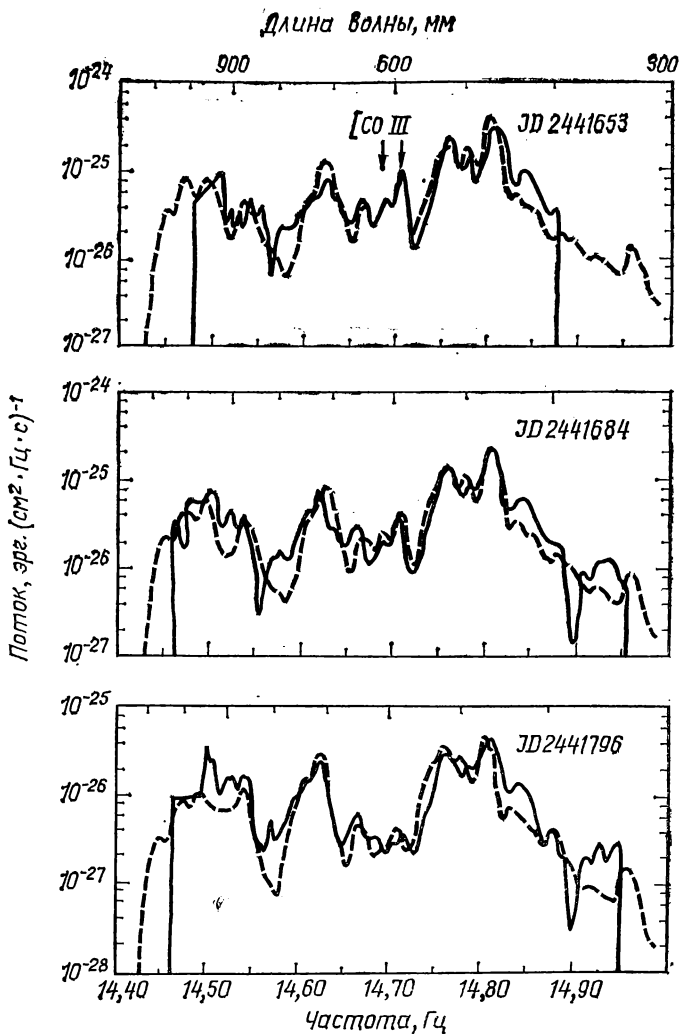


Рис. 21. Обнаружение двух эмиссионных линий в спектре Сверхновой SN 1972е от радиоактивного  $^{56}\text{Co}$ , имеющего период полураспада 114 сут (наблюдения выполнены на 133-е, 264-е и 376-е сутки после вспышки Сверхновой; отсчет суток ведется от JD 2441420 в момент вспышки)

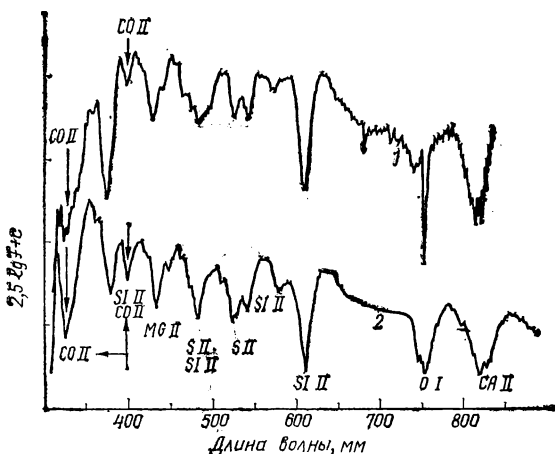


Рис. 22. Спектр Сверхновой типа I: 1 — наблюдаемый у Сверхновой 1981b с линиями CO II; 2 — теоретически рассчитанный на основании модели мгновенного горения углерода

да. О роли процессов нейтронного захвата в ядерном синтезе при Сверхновых будет рассказано в следующем разделе.

## РЕАКЦИИ НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА В ОБЩЕМ ПРОЦЕССЕ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Когда ранее говорилось о начальном этапе исследований в области ядерной астрофизики, отмечалась необходимость в двух процессах захвата нейтронов для объяснения синтеза элементов с  $A \geq 60$ . В зависимости от того, медленно или быстро протекают реакции захвата нейтронов ядром по сравнению с бета-распадом с испусканием электронов, их соответственно назвали *s*- или *r*-процессом.

Для данного химического элемента более тяжелые изотопы (т. е. ядра с большим числом нейтронов) часто не затрагиваются *s*-процессом и образуются только в *r*-процессе. Более же легкие изотопы часто не охватываются *r*-процессом, создающим более богатые нейтронами стабильные изобары (ядра с одинаковым  $A$ . — *Прим. пер.*), и образуются только в *s*-процессе. А самые легкие изотопы часто довольно редки, поскольку не производятся в результате *s*- или *r*-процесса, и, как пола-

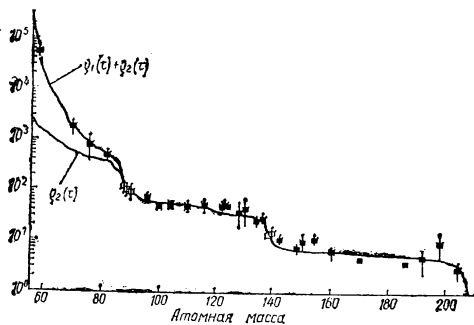


Рис. 23. Кривая  $s$ -процесса

гают, образуются в так называемом  $p$ -процессе. Последний включает в себя процессы захвата и производства позитронов, захвата протонов и реакции типа  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(p, n)$ , которые мы рассматривать здесь не будем.

Надо сказать, что  $s$ -процесс имеет наиболее наглядное представление среди всех процессов синтеза элементов. Главным образом это связано с его графическим представлением, впервые выявленным П. Сигером, У. Фаулером и Д. Клейтоном на основе результатов, полученных группой ученых Окриджской лаборатории США во главе с Р. Маклином и Дж. Гиббонсом в серии измерений сечений у реакций нейтронного захвата для интервала энергий 1—100 кэВ.

Это иллюстрируется рис. 23, где показано, как в зависимости от атомной массы меняется произведение сечения реакции нейтронного захвата ( $\sigma$ ) при энергии 30 кэВ на величину относительного содержания элементов ( $N$ ), образующихся в  $s$ -процессе. Нетрудно понять, почему в некотором приближении произведение  $\sigma N$  должно быть постоянным при синтезе элементов в ходе  $s$ -процесса. Ведь ядро с небольшим (большим) сечением захвата нейтрона должно иметь большую (меньшую) распространенность, чтобы цепь реакций захвата нейтронов была непрерывной. На рис. 23 данное обстоятельство демонстрируется наличием двух плато с  $A=90-140$  и  $A=140-206$ .

Мы не будем касаться аномального поведения кривой на рис. 23 при  $A < 80$ . Отметим, что изломы этой кривой при значениях атомной массы около 84, 138 и 206 связаны с оболочечной структурой атомного ядра и



соответствуют максимумам распространенности элементов  $s$ -процесса, отображенным на рис. 2. Для таких значений атомной массы число нейтронов является «магическим»: 50, 82 и 126. При этих «магических числах» сечение при захвате нейтрона на новые нейтронные оболочки очень мало. Из ограниченного поступления нейтронов следует, что кривая зависимости  $\sigma N$  от атомной массы должна скачком переходить с одного плато на другое, а это как раз и наблюдается из рис. 23.

Где же именно осуществляется  $s$ -процесс и каковы источники нейтронов?

Наиболее убедительно ответил на это в 1975 г. А. Ибен, указав, что  $s$ -процесс может происходить в оболочках гелиевого горения в красных гигантах при реакции  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  в качестве источника нейтронов. В качестве дополнительного источника нейтронов указывается и реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ .

Но вернемся к  $r$ -процессу. При звездном взрыве атомные ядра подвергаются мощному потоку нейтронов и образуются неустойчивые богатые нейтронами ядра, которые в зависимости от температуры с равным успехом участвуют в реакциях  $(n, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$ . После бета-распада, когда в ядре нейтроны превращаются в протоны с испусканием электронов, это ядро вновь может захватывать нейтроны. Окончание  $r$ -процесса связано с образованием стабильного изобара после бета-распада ядра, богатого нейтронами. В первом приближении это означает, что произведение содержания ядер  $r$ -процесса на скорость бета-распада их богатых нейтронами родительских изобаров приблизительно является постоянной величиной. В родительских богатых нейтронами ядрах с «магическим числом» нейтронов бета-распад вынужден раскрывать замкнутую нейтронную оболочку, и поэтому скорость бета-распада в этом случае относительно небольшая. В связи с чем содержание родительских изобаров с «магическими числами» нейтронов 50, 82 и 126 будет велико. Число протонов в них будет меньше, чем в соответствующих ядрах с «магическими числами» нейтронов в  $s$ -процессе. А отсюда следует, что стабильные дочерние изобары  $r$ -процесса имеют меньшую атомную массу, и это так, поскольку все максимумы в распределении элементов с атомными массами около 80, 130 и 195 находятся слева от соответствующих максимумов  $s$ -процесса на рис. 2.

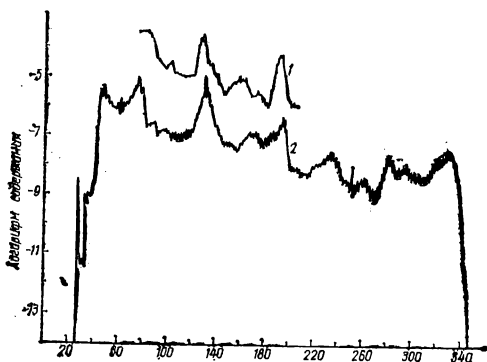


Рис. 24. Кривые распространенности элементов, образующихся в  $r$ -процессе: 1 — в Солнечной системе; 2 — согласно теории А. Камерона, Дж. Коузена и Дж. Трурена

Обычная схема  $r$ -процесса изложена в работе М. и Дж. Бербиджей, У. Фаулера и Ф. Хойла 1957 г. Соответствующее графическое представление этого процесса получено в 1959 г. Р. Беккером и У. Фаулером и проведено сопоставление с «солнечным» содержанием элементов. Однако в настоящее время появилось убеждение в том, что данный процесс имеет более сложный характер и для его описания необходимы расчеты возбужденных состояний при реакциях  $(n, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$ , а также скоростей бета-распада в случае меняющихся температур и нейтронных потоков.

В 1982 г. Д. Шрамм подробно проанализировал эти расчеты и подчеркнул важность неравновесного характера  $r$ -процесса, особенно при его окончании, когда температура и нейтронный поток падают до нуля. Наиболее решительный шаг в этом направлении исследований предприняли недавно А. Камерон, Дж. Коуэн и Дж. Трурен. Но они отметили, что не в состоянии определить возможный астрофизический сценарий для действия начальных условий, необходимых для объяснения их результатов, представленных на рис. 24. Несмотря на это, я уверен, что они взяли верное направление в своих поисках динамики и астрофизического механизма для  $r$ -процесса.

Было сделано немало предположений относительно возможного осуществления  $r$ -процесса почти при всех взрывах звезд как Сверхновых, когда выполняется ос-

новное требование о мощном нейтронном потоке в течение короткого промежутка времени. С моей точки зрения, наиболее многообещающим является  $r$ -процесс в гелиевом звездном ядре, рассмотренный А. Камероном, Дж. Коуэном и Дж. Труреном. Они не сбрасывают со счетов реакцию  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  в качестве источника нейтронов, но их результаты, представленные на рис. 24, получены, исходя в основном из реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  в качестве этого источника. Рассмотрение они начали со звезды, образовавшейся из вещества с тем же составом тяжелых элементов, что и Солнечная система, но в среднем в несколько меньшем количестве всех элементов. Далее ученые предположили присутствие значительного количества  $^{13}\text{C}$  в гелиевом звездном ядре вследствие горения водорода. Образование  $^{13}\text{C}$  происходило до попадания водорода в звездное ядро, где гелий уже наполовину превратился в  $^{12}\text{C}$ . Так, рис. 24 получен, исходя из предположений, что содержание  $^{13}\text{C}$  по массе составляет 14,3% в таком ядре, а первоначально температура равнялась  $1,6 \cdot 10^8$  К, прежде чем в результате ядерного горения  $^{13}\text{C}$  подняться до максимума  $3,6 \cdot 10^8$  К. Электронный газ в звездном ядре первоначально находился в вырожденном состоянии, но возрастание температуры сняло вырождение, вызывая обрушивание звездных недр и соответствующее охлаждение звездного ядра. Эта эпизодическая вспышка горения гелия является вторичным событием в истории звездного ядра, и если это так, то только небольшое количество элементов  $r$ -процесса при этом выбрасывается в межзвездную среду, чтобы обеспечить содержание элементов  $r$ -процесса в Солнечной системе. Мне представляется, что в реальном астрофизическом процессе такого рода начальные условия могут и несколько различаться.

## ЯДЕРНАЯ КОСМОХРОНОЛОГИЯ

В 1957 г. М. и Дж. Бербиджи, У. Фаулер и Ф. Хойл в статье, обозначенной здесь В<sup>2</sup>FN, оценили продолжительность  $r$ -процесса ядерного синтеза в Галактике от момента зарождения в ней первых звезд до последних этапов рассматриваемого процесса незадолго до образования Солнечной системы. При этом они исходили из полученного ими содержания образующихся в  $r$ -процессе

долгоживущих ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , родоначальников цепочек естественного радиоактивного распада, и из современного содержания этих ядер в Солнечной системе. В общих чертах такой метод оценки первоначально был предложен в 1929 г. Э. Резерфордом. В работе В<sup>2</sup>FN сделан был решающий шаг в учете вклада продуктов от распада короткоживущих родительских ядер, образующихся в ходе  $r$ -процесса, в общее содержание долгоживущих «песчинок» при определении «зонных» отрезков времени (от названия наиболее продолжительных геологических эпох. — *Прим. пер.*) по ядерным «песочным часам». Прародители естественных радиоактивных серий действительно превосходно подходят для измерений подобных отрезков времени, поскольку имеют среднюю продолжительность существования 20,0 млн. лет ( $^{232}\text{Th}$ ), 6,51 млн. лет ( $^{238}\text{U}$ ) и 1,03 млн. лет ( $^{235}\text{U}$ ). Аналогия с песочными часами довольно проста: родительские радиоактивные ядра составляют верхнюю «чашу» ядерных «песочных часов», дочерние ядра — нижнюю. Правда, эта аналогия не лишена недостатков, поскольку в таких часах «песчинки» (ядра Th и U) за счет процессов синтеза и расщепления ядер в звездах в одном случае добавляются (в верхнюю «чашу»), а в другом — убывают (в нижней «чаше»). Однако путем дополнительных уравнений можно надлежащим образом учесть данное обстоятельство.

В рассматриваемом методе оценки использовались содержания элементов в метеоритах, прародители которых (метеороиды), как предполагается, представляют собой замкнутые системы с момента их формирования 4,55 млрд. лет назад. Для сравнения с содержанием, рассчитанным на основании  $r$ -процесса с учетом радиоактивного распада в течение ядерного синтеза в Галактике вплоть до того, как метеороиды стали замкнутыми системами, требуется измеренное содержание в метеоритах скорректировать за счет свободного радиоактивного распада ядер в течение этих 4,55 млрд. лет. Определить с необходимой точностью абсолютные содержания тория и урана не представляется возможным, но, к счастью, для данных целей вполне удовлетворяло определение отношений содержаний  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ . Причем особых усилий требовало определение отношения содержаний в метеоритах тория и урана, поскольку отношение изотопов урана  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  считалось одинаково-

вым в метеоритах и земных породах. Впоследствии к этим данным добавились результаты обследования образцов лунного грунта, доставленных на Землю,

В работе В<sup>2</sup>ГН рассматривалось несколько возможных моделей ядерного синтеза в Галактике. В частности, в одной из моделей  $r$ -процесс ядерного синтеза в Галактике предполагался непрерывным со временем и допускался произвольным временной отрезок между моментом, когда вещество протосолнечной туманности последний раз обогатилось продуктами  $r$ -процесса, и тем временем, когда метеороиды стали замкнутыми системами. При нулевом значении этого временного отрезка расчеты указывают, что производство урана в Галактике началось 18 млрд. лет назад, если же принять это значение равным 0,5 млрд. лет, то производство урана должно было начаться 11,5 млрд. лет назад. Весьма заманательно (если, конечно, это не случайное совпадение), что данные оценки достаточно близко согласуются с современными подобными оценками.

Здесь следует сказать, что ядерная космохронология при некоторых предположениях позволяет получить оценку возраста Метагалактики, полностью независимую от оценок, базирующихся на астрономическом определении зависимости «красное смещение — расстояние» для далеких галактик (в частности, дающей значение постоянной Хаббла. — *Прим. пер.*). Этими предположениями являются следующие:  $r$ -процесс начался в Галактике «вскоре» (менее 1 млрд. лет) после ее формирования, а сама Галактика, подобно другим, образовалась «вскоре» (менее 1 млрд. лет) после «Большого Взрыва». С учетом дополнительного промежутка времени, порядка 1 млрд. лет или около того, рассматриваемый метод, основанный на  $r$ -процессе ядерного синтеза с учетом радиоактивного распада, дает независимую оценку для возраста Метагалактики, часто приравняемого обратной величине постоянной Хаббла.

За годы, прошедшие после опубликования статьи В<sup>2</sup>ГН, в ядерной космохронологии произошло многое. В 1960 г. У. Фаулер и Ф. Хойл ввели представление о ядерном синтезе в Галактике как экспоненциально уменьшающемся процессе со временем с некоторой константой в знаменателе экспоненты в качестве свободного параметра, который определяется соотношениями содержаний элементов в процессе ядерного синтеза.

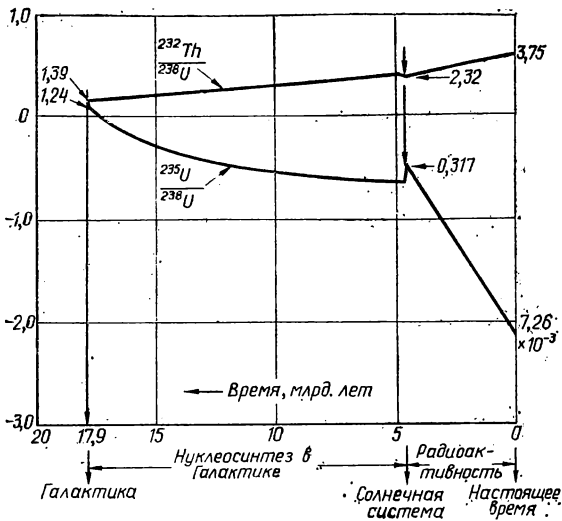


Рис. 25. Отношения содержаний  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  ( в логарифмическом масштабе) в ходе  $r$ -процесса ядерного синтеза и в течение свободного радиоактивного распада (стрелками указан всплеск ядерного синтеза незадолго перед образованием Солнечной системы)

Если эта константа равна бесконечности, ядерный синтез имеет непрерывный характер, если же константа равна нулю, рассматриваемый процесс представляет собой одиночный всплеск ядерного синтеза. При использовании еще двух отношений содержаний элементов в предложенной модели определяются два дополнительных свободных параметра. Для этих целей в ядерной космохронологии обратились к отношениям содержаний  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  и  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$  при средних временах существования 23 млн. лет для  $^{129}\text{I}$  и 117 млн. лет для  $^{244}\text{Pu}$ . Это позволило получить два дополнительных свободных параметра в модели ядерного синтеза: обсуждаемый в статье В<sup>2</sup>ГН промежуток времени, в конце которого метеороиды стали замкнутыми системами, и момент всплеска ядерного синтеза в конце общего  $r$ -процесса (перед образованием Солнечной системы. — Прим. пер.).

На рис. 25 представлена схема ядерного синтеза, составленная Ф.-К. Тилеманном по его совместным расчетам с Дж. Мецингером и Х. Клэпдором в 1983 г., основанным на определении отношений содержаний  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$

и  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  в ходе ядерного синтеза в Галактике (цифрами указаны значения этих отношений в начале ядерного синтеза, во время всплеска ядерного синтеза в его конце и современные значения, определяемые процессом свободного радиоактивного распада). Момент вспышки ядерного синтеза и его продолжительность вплоть до того, как метеороиды стали замкнутыми системами, в основном рассчитывались по «минутным» ядерным часам ( $^{129}\text{I}$  и  $^{244}\text{Pu}$ ). Ядерный синтез в Галактике в результате  $r$ -процесса согласно «зонным» ядерным часам ( $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ ) начался 17,9 млрд. лет назад с точностью  $\pm 2$  и  $-4$  млрд. лет. Значение отношений содержаний и момент начала ядерного синтеза в зависимости от получения новых результатов расчетов время от времени изменялись. Так, сейчас я и Ф.-К. Тилеманн рассматриваем модель ядерного синтеза, согласно которой в начале общего процесса синтеза в Галактике существовал некоторый всплеск с последующим переходом в непрерывный процесс, экспоненциально уменьшающийся со временем.

Согласно расчетам Ф.-К. Тилеманна, Дж. Мейнгра и Х. Клэпдора, возраст Метагалактики с точностью до нескольких миллиардов лет составляет 19 млрд. лет. Это сравнимо с обратной величиной постоянной Хаббла  $H^{-1} = 19,5 \pm 3$  млрд. лет, полученной А. Сэндиджем и Дж. Таманном в 1982 г. Однако данная величина равна возрасту Метагалактики<sup>1</sup>, если только та описывается космологической моделью при средней плотности вещества в Метагалактике, несколько меньшей критического значения, которое определяется постоянной Хаббла (например,  $5 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> при постоянной Хаббла  $H \approx 55$  (км/с)/Мпк). Наблюдаемое вещество в галактиках со-

<sup>1</sup> Согласно модели Фридмана возраст Метагалактики, т. е. продолжительность ее расширения вплоть до сегодняшней эпохи, точно равен  $(2/3)H^{-1}$ , если средняя плотность вещества равна критическому значению. При больших значениях средней плотности вещества в Метагалактике последняя описывается так называемой закрытой моделью (расширение со временем должно смениться сжатием), а величина возраста Метагалактики становится несколько меньше  $(2/3)H^{-1}$ . Наконец, если средняя плотность вещества в Метагалактике меньше критического значения, то величина возраста Метагалактики становится больше  $(2/3)H^{-1}$  и при котором значении средней плотности в точности равна  $1/H$ . При этом космологическая модель, как и в случае равенства средней плотности вещества критическому значению, является открытой (расширение будет продолжаться бесконечно. — Прим. пер.).

гласно оценкам дает величину средней плотности, равную 10% от критического значения ( $\cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>), а это приводит к оценке возраста Метагалактики 16,5 млрд. лет. Невидимая «скрытая масса», нейтрино, черные дыры и т. д. могут повысить среднюю плотность вещества вплоть до критического значения, при котором возраст Метагалактики равен 13 млрд. лет. Кроме того, приводятся данные, указывающие на то, что значение постоянной Хаббла больше (даже на порядок величины), чем полученное А. Сэндиджем и Дж. Таманном.

В 1964 г. Д. Клейтон предложил совершенно независимый метод ядерной космохронологии, основанный на процессе ядерного синтеза долгоживущего <sup>187</sup>Re (со средним временем существования 65 млрд. лет), в результате распада которого образуется <sup>187</sup>Os. При этом потребовалось рассмотреть s-процесс ядерного синтеза даже в случае, если производство <sup>187</sup>Re осуществлялось лишь в r-процессе. Дело в том, что содержание родительских ядер <sup>187</sup>Re можно было сравнивать с содержанием дочерних ядер <sup>187</sup>Os, если при определении содержания этих ядер в Солнечной системе учитывалось их производство в s-процессе. Учет проводился путем сравнения сечений для реакций нейтронного захвата ядрами <sup>187</sup>Os и <sup>186</sup>Os (этот изотоп осмия, образующийся в s-процессе, не имеет долгоживущего прародителя) и с помощью соотношения  $N\sigma = \text{const}$ , характерного для s-процесса.

В 1972 г. я подключился к этой проблеме, указав, что <sup>187</sup>Os имеет долгоживущее возбужденное состояние с уровнем энергии 9,75 кэВ, практически полностью заселенным при условии  $kT = 30$  кэВ, соответствующем температуре  $3,5 \cdot 10^8$  К, при которой, как предполагается, как раз и происходит s-процесс ядерного синтеза. Все это привело к серии сложных и красивых экспериментов по измерению параметров реакций, вызываемых нейтронами, на изотопах осмия.

Р. Маклин и Р. Уинтерс в 1982 г. лабораторно определили отношение сечений для основных состояний изотопов осмия в реакциях <sup>186</sup>Os(n,  $\gamma$ ) и <sup>187</sup>Os(n,  $\gamma$ ), равное  $0,478 \pm 0,022$  при  $kT = 30$  кэВ и слабо изменяющееся с температурой. Это отношение необходимо было скорректировать путем подбора соответствующего множителя, определяемого теоретически и позволяющего соотнести сечение, находящееся в знаменателе данного отношения, с возбужденным состоянием <sup>187</sup>Os (причем чем выше сечение нейтронного захвата возбужденным состоянием <sup>187</sup>Os, тем меньше множитель). В 1979 г. С. Уосли и У. Фаулер, воспользовавшись теорией Хаузера—Фишбаха, оценили этот множитель интервалом значений 0,8—1,1. В этом случае r-процесс ядерного синтеза в Галактике должен был начаться 14—19 млрд. лет назад. Однако полученная оценка не вполне нас удовлетворяла, и в поисках выхода из создавшегося положения я предположил, что полезную информацию о возбужденном состоянии <sup>187</sup>Os можно получить при исследованиях неупругого рассеяния нейтронов на ядрах <sup>187</sup>Os, способствующего возбуждению основного состояния до уровня энергии 9,75 кэВ. Подобные исследования, проведенные Р. Маклином и др., а также Р. Хершбергером и др., позволили в 1983 г. определить сечение такого неупругого рассеяния нейтронов на ядрах <sup>187</sup>Os. Величина сечения убедит-



тельно указывает на меньшее значение множителя, чем полученное С. Уосли и У. Фаулером, и приводит к началу  $r$ -процесса ядерного синтеза в Галактике 18—20 млрд. лет назад. В данном случае достигается некоторое согласие с оценкой, полученной на основании метода ядерной космохронологии, базирующегося на отношении содержаний Th/U.

Однако рассматриваемый метод ядерной космохронологии имеет досадный недостаток в связи с тем, что время существования  $^{187}\text{Re}$  в галактической среде меньше теоретического. Дело в том, что содержание  $^{187}\text{Re}$  в межзвездной среде не только увеличивается в ходе  $r$ -процесса, но также и уменьшается в результате  $s$ -процесса. Последнее снижает характерное время существования  $^{187}\text{Re}$  в Галактике, а также все оценки промежутков времени, определяемых с помощью метода ядерной космохронологии, базирующегося на соотношении Re/Os. Во всех деталях эта проблема обсуждалась в 1983 г. К. Йокои, К. Такаси и М. Арнольд. В частности, предполагается, что с учетом этого уменьшения оценки продолжительности временных отрезков данный метод может дать момент начала  $r$ -процесса в Галактике, приходящийся всего лишь на 12 млрд. лет назад. Здесь уместно будет отметить, что в ядерной космохронологии, как и во всей ядерной астрофизике, существует обширное поле для плодотворной деятельности экспериментаторов и теоретиков на многие годы.

---

## ПОПРАВКА

В брошюре И. Л. Розенталя «Проблемы начала и конца Метагалактики» (1985 г., № 2) на стр. 23 второй абзац снизу следует читать: «Подчеркнем, что скачки плотности энергии в природе при фазовых переходах — явления весьма обычные. Типичные примеры фазовых переходов — превращения воды в пар или лед. Часто фазовые переходы сопровождаются значительным выделением энергии».

---

**Уильям Альфред Фаулер**

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА:

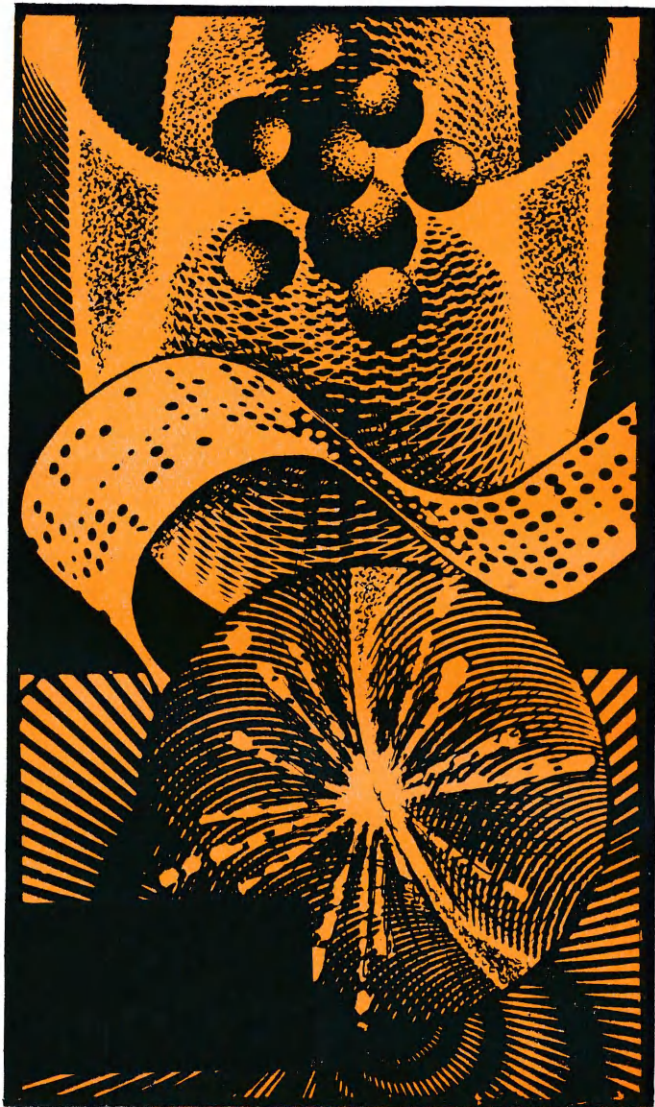
проблема происхождения элементов

(Из цикла **СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АСТРОФИЗИКИ**)

Переводчик *Н. Д. Гузенкова*. Главный отраслевой редактор *Л. А. Ерышкин*. Редактор *Е. Ю. Ермаков*. Мл. редактор *И. Р. Меркина*. Обложка художника *А. А. Астрецова*. Худож. редактор *М. А. Гусева*. Техн. редактор *Н. В. Лбова*. Корректор *Н. Д. Мелешкина*.

ИБ № 7529

Сдано в набор 21.02.85. Подписано к печати 17.04.85. Формат бумаги 84×108 $\frac{1}{2}$ . Бумага тип. № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр. отт. 3,57. Уч.-изд. л. 3,45. Тираж 33 570 экз. Заказ 434. Цена 11 коп. Издательство «Знание». 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 854205.  
Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.



СЕРИЯ **КОСМОНАВТИКА,  
АСТРОНОМИЯ**