

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

## ПРОИСХОЖДЕНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д. А. Франк-Каменецкий

Всякая научная теория имеет своей целью истолкование определенной совокупности наблюдаемых фактов, которые являются ее эмпирической основой. Для теории происхождения элементов такой основой служат данные о распространенности химических элементов в Космосе, т. е. данные о химическом составе космического вещества. Данные эти не могут, конечно, быть точными, но уже самый грубый анализ позволяет выяснить определенные закономерности, объяснение которых и является основной задачей теории происхождения элементов. Мы начнем с обзора этих эмпирических данных.

## ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КОСМИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА

Выяснение среднего химического состава космического вещества требует сопоставления громадного числа данных. Разнообразие химического состава различных составных частей земной коры крайне затрудняет усреднение результатов их анализов. Поэтому, хотя основные качественные особенности кривой распространенности элементов подтверждаются и геологическими данными, при построении кривой за основу принято брать анализы вещества внеземного происхождения. В настоящее время средней пробой космического вещества принято считать так называемые хондритовые метеориты<sup>1</sup>. Это наиболее часто встречающийся тип каменных метеоритов, отличающийся тем, что в их структуре содержатся мелкие каменные шарики—хондры. Химический состав хондритовых метеоритов отличается вполне определенными характерными чертами. На основании большого количества их анализов, с учетом также геологических и астрофизических данных, Зюсс и Юри<sup>2</sup> составили таблицу относительных распространенностей элементов, по которой построена кривая рис. 1. Здесь по оси абсцисс отложено массовое число  $A$ , по оси ординат—логарифм распространенности, т. е. относительного числа атомов с данным массовым числом. Единица распространенности выбрана так, чтобы распространенность кремния Si равнялась одному миллиону. Такая единица удобна потому, что при этом распространенности большинства тяжелых элементов выражаются числами порядка единицы.

Основные качественные черты этой кривой согласуются с результатами спектрального анализа звездных атмосфер, геологического изучения земной коры и имеющимися данными о составе первичных космических лучей, который, по-видимому, отражает состав межзвездного газа.

Количественное согласие между результатами химических анализов хондритовых метеоритов и спектральных анализов звездных атмосфер

не для всех элементов оказывается хорошим. В ряде случаев, в частности для железа и соседних с ним элементов, обнаружены значительные расхождения, причина которых пока не ясна. Однако недостаточная надежность вычисления химического состава по интенсивностям фраунгоферовых линий в звездных спектрах не позволяет пока принять спектральные данные за основу для построения кривой распространенностей элементов.

### ВОДОРОД И ГЕЛИЙ

Конечно, полную кривую распространенностей нельзя было построить на основании анализов одних только каменных (хондритовых) метеоритов. В частности, наиболее летучие элементы—водород и гелий—в метеоритах отсутствуют. Их распространенности пришлось грубо оценить по полной массе вещества во всех звездах, туманностях и межзвездном газе. Оценка эта, конечно, очень неточна, но качественный вывод несомненен: водород и гелий являются основными компонентами космического

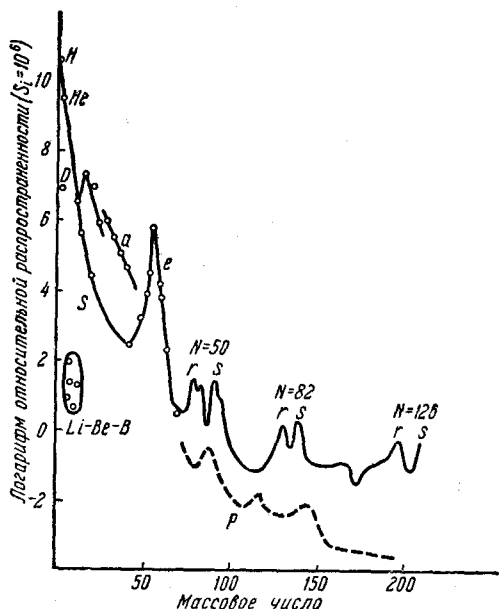


Рис. 1. Кривая атомных распространенностей элементов по Зюсса и Юри.

го вещества. Все остальное может рассматриваться как малая примесь. По оценке Зюсса и Юри содержание водорода в космическом веществе в 40 000 раз (по числу атомов) превышает содержание кремния, а так как среди остальных элементов кремний является одним из наиболее распространенных, то число атомов водорода и гелия в тысячи раз превышает число атомов всех остальных элементов.

Этот результат подтверждается данными теоретической астрофизики. Она приходит к выводу, что в грубом приближении свойства подавляющего большинства звезд могут быть удовлетворительно описаны моделью, состоящей только из водорода и гелия. Так, была построена<sup>3</sup> водородно-гелиевая модель Солнца, основные свойства которой оказались весьма близкими к свойствам реального Солнца. Отсюда следует вывод, что основные черты внутреннего строения Солнца определяются свойствами водородногелиевой смеси. Все остальные элементы могут рассматриваться как малая примесь к этой смеси, а влияние их на свойства звезды,—как малая поправка к водородногелиевой модели. Тот же вывод сохраняется и для основной массы звезд главной последовательности, к которой принадлежит подавляющее большинство всех звезд<sup>4,5</sup>. Единственной группой звезд, в которых тяжелые элементы играют основную роль, а водород полностью отсутствует, являются белые карлики—звезды, в которых весь водород уже выгорел за счет ядерных реакций. Таких звезд известно очень мало. Правда, в силу малой светимости их трудно наблюдать, и нам известны только самые близкие из них. Сейчас трудно судить, каково общее количество белых карликов и какую роль играют они в химическом составе вселенной. Но по имеющимся данным трудно ожидать, чтобы эта роль была особенно значительной.

Соотношение между гелием и водородом оценивается только из теории внутреннего строения звезд.

Совершенно не ясен вопрос о распространенности дейтерия. Если содержание его в космическом водороде такое же, как в земном, то дейтерий должен быть одним из самых распространенных элементов. Однако прямыми данными о содержании дейтерия во взвешенном веществе мы не располагаем.

#### ОСНОВНЫЕ КАЧЕСТВЕННЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ КРИВОЙ РАСПРОСТРАНЕННОСТЕЙ

На кривой, приведенной на рис. 1, непосредственно виден ряд четких качественных закономерностей, проявляющихся в более или менее резких максимумах и минимумах кривой.

После очень высоких распространенностей водорода и гелия непосредственно следует столь резкий спад, что кривую в этой области не удастся плавно провести на графике. Этот спад отвечает легким ядрам лития, бериллия и бора.

Далее кривая резко подымается кверху и обнаруживает плавный широкий максимум в области углерода, кислорода, неона, магния, кремния, серы и кальция. Для этой области характерны особенно высокие распространенности симметрично построенных ядер с  $A = 4n$ ,  $Z = 2n$ , которые могут быть получены из целого числа  $\alpha$ -частиц (ядер гелия).

За кальцием следует опять резкий спад к крайне мало распространенному элементу скандию. Этот спад, на который в литературе до сих пор не обращалось достаточного внимания, мы будем называть «скандиевым провалом».

После скандиевого провала кривая распространенностей чрезвычайно резко поднимается вверх к наиболее резкому из всех имеющихся на ней максимумов. На этом максимуме лежат железо, никель и соседние с ними элементы, вследствие чего он и называется железным максимумом.

После железного максимума кривая распространенностей резко спадает вниз вплоть до области массовых чисел около 100. Этот спад на кривой рис. 1 представляется линейным, но так как на рисунке отложен логарифм распространенности, то в действительности в этой области распространенность экспоненциально спадает с массовым числом.

С  $A=100$  начинается область тяжелых элементов, где в широком диапазоне массовых чисел распространенность остается в среднем одного порядка. На этом фоне ясно видны максимумы, значительно меньшие по высоте, чем железный. Эти максимумы отвечают ядрам с числами нейтронов 50, 82 и 126—так называемым «магическим числам», т. е. заполненным нейтронным оболочкам. Эти максимумы были замечены уже давно<sup>6</sup> и их обнаружение послужило первым толчком к развитию теории ядерных оболочек.

На эту грубую структуру кривой распространенностей накладывается тонкая структура. Прежде всего ядра с четными массовыми числами обнаруживают повышенную распространенность. Кроме того, максимумы близ магических чисел оказываются двойными. Наконец, при внимательном рассмотрении области тяжелых ядер можно усмотреть еще один размытый максимум близ  $A=160$ . Он гораздо менее ясно выражен, чем максимумы на магических числах.

Таковы основные качественные закономерности кривой распространенностей элементов, объяснение которых требуется от теории.

ВОЗМОЖНЫЕ ПУТИ СИНТЕЗА ЭЛЕМЕНТОВ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Классическая физика XIX столетия считала элементы вечными и неизменными. Только что перечисленные ясные качественные закономерности распространенностей не получали с этой точки зрения никакого истолкования. Можно сказать, что наличие этих закономерностей является одним из свидетельств недостаточности старой классической физики, которая ничего не могла предложить для их объяснения.

Современной ядерной физике известен целый ряд процессов, которые могли привести к синтезу атомных ядер в природе. Анализ этих процессов должен дать определенное, хотя бы качественное, объяснение кривой распространенности. Все эти процессы являются ядерными реакциями того или иного типа.

Все ядерные реакции, могущие в принципе привести к образованию элементов, мы можем подразделить на реакции между заряженными частицами и реакции с участием нейтронов. Все ядерные частицы, за исключением нейтрона, обладают положительным электрическим зарядом, приводящим к кулоновскому электростатическому отталкиванию между ними. Сближению таких частиц препятствует потенциальный кулоновский барьер, высота которого тем больше, чем больше произведение зарядов взаимодействующих частиц. Если бы частицы подчинялись классической механике, они могли бы преодолеть этот барьер только при весьма высоких энергиях порядка мегаэлектронвольт ( $Mэв$ ). По грубой оценке, при взаимодействии частиц с зарядами  $Z_1$  и  $Z_2$ , массовыми числами  $A_1$  и  $A_2$ , высота потенциального барьера

$$E_B \approx \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt[3]{A_1 + \sqrt[3]{A_2}}} Mэв. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности здесь близок к единице.

Так как ядерные частицы подчиняются квантовой механике, то они способны к проникновению под барьером, т. е. к сближению при энергиях, меньших высоты барьера. Для оценки вероятности  $\mathfrak{F}$  такого проникновения квантовая механика дает приближенную формулу:

$$\mathfrak{F} \sim \exp\left(4 \sqrt{\frac{E_B}{E_R} - \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}}\right), \quad (2)$$

где  $v$ —скорость относительного движения частиц;  $E$ —кинетическая энергия в потенциальной яме:

$$E_R \approx \frac{10}{A(\sqrt[3]{A_1} + \sqrt[3]{A_2})^2} Mэв;$$

$A$ —приведенная масса частиц в единицах атомного веса:

$$A = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}.$$

За счет проникновения под барьером ядерные реакции между заряженными частицами могут идти при гораздо меньших энергиях, чем высота барьера. Однако скорость такой реакции согласно формуле (2) экспоненциально зависит от скорости или энергии частицы. Для того чтобы ядерные реакции между заряженными частицами протекали с измеримой скоростью, частицы должны обладать достаточной энергией, которая тем выше, чем больше произведение зарядов частиц. Практически эта энергия измеряется уже не  $Mэв$ , а в тысячу раз меньшими единицами: килоэлектронвольтами ( $кэв$ ). При меньших энергиях скорость реакций экспоненциально мала.

Из изложенного следует, что для синтеза ядер с помощью реакций между заряженными частицами необходимо, чтобы эти частицы обладали энергиями порядка *кэв* или выше (в зависимости от зарядов). Эта энергия может быть либо тепловой, либо получиться за счет ускорения отдельных частиц электромагнитными полями или другими процессами, не связанными с нагревом. В первом случае говорят о **термоядерных** реакциях, во втором — о ядерных реакциях за счет **холодного ускорения**.

Реакции с нейтронами не требуют преодоления энергетических барьеров и могут идти при сколь угодно малых энергиях. В действительности эффективные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами, как правило, даже возрастают с уменьшением энергии. Правда, взаимодействие нейтрона с ядром при низких энергиях имеет характер захвата нейтрона с испусканием  $\gamma$ -кванта, причем получается не новый элемент, а другой изобар того же элемента. Однако процессы такого рода в конечном счете приводят к образованию неустойчивых изобар — ядер, перегруженных нейтронами, которые в дальнейшем претерпевают  $\beta$ -распад с испусканием электрона и нейтрино и дают ядра с более высоким  $Z$ , отвечающие следующему элементу. Таким образом, при наличии нейтронов комбинация последовательных процессов  $\gamma$ -захвата и бета-распада может приводить к синтезу элементов. Для этого процесса не требуется высоких энергий, если только они не нужны для получения самих нейтронов.

Мы можем классифицировать возможные с точки зрения ядерной физики пути синтеза элементов следующим образом:

1. Реакции между заряженными частицами:
  - а) термоядерные реакции,
  - б) реакции за счет процессов холодного ускорения.
2. Реакции с участием нейтронов.

Простейшими из этих процессов с точки зрения требуемых для них физических условий представляются термоядерные реакции, к рассмотрению которых мы сейчас и обратимся.

### ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Скорость термоядерной реакции определяется вероятностью проникновения частиц под кулоновским барьером согласно формуле (2), с учетом того, что скорости  $v$  распределены между частицами согласно термодинамическому равновесию, т. е. по закону Максвелла. Умножая вероятность проникновения при скорости  $v$  на число частиц, обладающих этой скоростью,

$$n(v) \sim e^{-\frac{\mu v^2}{2kT}}$$

( $\mu$  — приведенная масса), и интегрируя по всем скоростям, получаем для средней вероятности проникновения:

$$\bar{\Phi} \sim \int \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT} - \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right) dv. \quad (3)$$

Подынтегральный множитель этой формулы имеет резкий максимум при том значении скорости, при котором имеет минимум величина:

$$\frac{\mu v^2}{2kT} + \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v},$$

т. е. при скорости

$$v_m = \sqrt[3]{\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2 kT}{\mu \hbar}}. \quad (4)$$

Это есть оптимальная скорость, при которой в основном идет реакция. При меньших скоростях мала вероятность проникновения, при больших — мало частиц, обладающих такой скоростью.

Множитель (3) выражает зависимость скорости реакции от кулоновского электростатического взаимодействия. Если специфическое ядерное взаимодействие плавно зависит от энергии, то зависимость скорости термоядерной реакции от температуры будет определяться подынтегральной функцией (3) при значении  $v$  (4), т. е. множителем  $e^{-\chi}$ , где температурный барьерный экспонент  $\chi$  равен:

$$\chi = 3 \sqrt[3]{\frac{(\pi Z_1 Z_2 e^2)^2 \mu}{2 \hbar^2 k T}}. \quad (5)$$

Численно после подстановки значений универсальных констант:

$$\chi = 4248 \sqrt[3]{\frac{Z_1^2 Z_2^2 A}{T}} \quad (T \text{ в } ^\circ\text{K}) \quad (6)$$

Реакция при этом происходит в основном за счет частиц, обладающих оптимальной энергией, которой отвечает максимум подынтегральной функции в (3):

$$E_m = \frac{\chi}{3} k T. \quad (7)$$

Во многих случаях зависимость специфически ядерного взаимодействия от энергии обнаруживает резонансные максимумы, отвечающие квазистационарным энергетическим уровням составного ядра. Если такой максимум лежит недалеко от оптимальной энергии (7), то термоядерная реакция будет протекать в основном при резонансной энергии. Характер температурной зависимости при этом меняется и выражается функцией  $\exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right)$ , где  $E_r$  — резонансная энергия.

Из изложенных физических соображений может быть оценена температура, достаточная для протекания термоядерных реакций. Она определяется из условия, чтобы показатель  $\chi$  не был слишком велик, и зависит от произведения  $Z_1 Z_2$ . Для самых легких ядер эта температура оказывается порядка 1 *кэв*, т. е. в обычных единицах порядка  $10^7$  °K. С возрастанием зарядов частиц требуемая температура быстро возрастает. Точная ее оценка зависит не только от значения температурного барьерного экспонента  $\chi$ , но и от предэкспоненциальных множителей.

#### ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В НЕДРАХ ЗВЕЗД

Из окружающих нас космических объектов наиболее высоких температур можно ожидать во внутренних областях звезд. Первый вопрос, который ставит перед собой теория происхождения элементов, — могут ли в недрах звезд происходить термоядерные реакции, приводящие к синтезу элементов.

Впервые этот вопрос рассмотрел 20 лет назад Бете в своей классической работе, положившей начало развитию ядерной астрофизики<sup>7</sup>. В этой работе получен был, казалось, отрицательный ответ. Для звезд, внутреннее строение которых подобно нашему Солнцу, ядерные реакции могут приводить только к превращению водорода в гелий, которое является источником энергии звезд. Образование же элементов тяжелее гелия в подобных звездах исключается.

Чтобы понять, как был получен этот результат, необходимо пояснить, как оценивается температура в центре звезды. Важно подчеркнуть,

что эта оценка не зависит ни от закона теплоотвода, ни от закона выделения энергии. Она исходит только из условия гидростатического равновесия между силой давления и силой тяжести.

С точностью до безразмерного множителя условие гидростатического равновесия может быть получено из простых соображений подобия. Сила давления, стремящаяся расширить звезду, равна

$$F_P = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (8)$$

где  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность.

Сила тяжести, препятствующая расширению, есть:

$$F_G = \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (9)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $M$  — масса,  $r$  — текущий радиус. Для звезд, подобных по внутреннему строению, из подобия следует:

$$F_P = \eta \frac{P}{\rho r}, \quad (10)$$

где значения  $P$ ,  $\rho$  и  $r$  взяты в соответственных точках,  $\eta$  — структурный множитель, т. е. безразмерное число, зависящее от внутреннего строения звезды. Если отнести  $P$  и  $\rho$  к центру звезды, а  $r$  — к ее поверхности, то условие гидростатического равновесия примет вид

$$\eta \frac{P_c}{\rho_c R} = \frac{GM}{R^2},$$

где индекс  $c$  относится к центру звезды;  $R$  — радиус звезды. Отсюда физическое состояние вещества в центре звезды характеризуется в общем случае условием:

$$\frac{P_c}{\rho_c} = \frac{GM}{\eta R}. \quad (11)$$

Пусть вещество в центре звезды подчиняется уравнению состояния идеального газа:

$$P = \frac{RT\rho}{\mu}, \quad (12)$$

где  $R$  — газовая постоянная,  $\mu$  — средний молекулярный вес звездного вещества. Тогда условие гидростатического равновесия определяет непосредственно центральную температуру звезды:

$$T_c = \frac{\mu GM}{\eta R}. \quad (13)$$

Массы и радиусы звезд удобно выражать в солнечных единицах, равных соответственно массе и радиусу Солнца. Переходя к таким единицам и подставляя значения универсальных констант, получаем

$$T_c = 22,908 \cdot 10^6 \frac{\mu M}{\eta R} \text{ } ^\circ\text{K}. \quad (14)$$

Для физиков привычнее измерять температуру в энергетических единицах. Для центральной зоны звезд удобной единицей температуры является килоэлектронвольт ( $\text{кэв}$ ). В этих единицах

$$T_c = 1,98 \frac{\mu M}{\eta R} \text{ кэв}. \quad (15)$$

Если состояние вещества плавно меняется с расстоянием от центра звезды (такие звезды мы называем гомогенными), то естественно

ожидать, что структурный множитель  $\eta$  должен быть числом порядка единицы. Точное его значение находится численным интегрированием уравнений равновесия звезды. При этом оказывается, что для звезд, подобных по своему внутреннему строению нашему Солнцу, множитель  $\eta$  чрезвычайно близок к единице. Поэтому для грубой оценки центральной температуры гомогенных звезд можно пользоваться формулой (14) или (15), полагая в ней  $\eta \approx 1$ . Тогда центральная температура зависит только от отношения массы звезды к ее радиусу и от среднего молекулярного веса звездного вещества.

При таких температурах, которые здесь нас интересуют, вещество, конечно, полностью ионизовано. Средний молекулярный вес при этом равен числу единиц атомного веса, приходящихся на одну частицу (включая как ядра, так и электроны). Значения его следующие:

$$\begin{aligned} \text{для водорода } \mu &= 1/2, \\ \text{для гелия } \mu &= 4/3, \\ \text{для всех более тяжелых } \mu &\approx 2. \end{aligned}$$

Таким образом, если считать Солнце состоящим из чистого водорода, то его центральная температура будет около  $1 \text{ кэв}$ ; если бы оно состояло из гелия, то температура была бы около  $3 \text{ кэв}$  и для более тяжелых элементов около  $4 \text{ кэв}$ . В настоящее время можно считать твердо установленным, что Солнце и подобные ему гомогенные звезды главной последовательности состоят в основном из водорода и гелия. Отношение массы к радиусу у таких звезд меняется в довольно узких пределах. Следовательно, центральная температура их должна лежать в пределах  $1-2 \text{ кэв}$ . Примесь тяжелых атомов может существенно влиять на лучистую теплопроводность, но практически не сказывается на среднем молекулярном весе. Таким образом, оценка центральной температуры из условия гидростатического равновесия представляется достаточно надежной.

Температуры такого порядка достаточны для протекания ядерных реакций водорода, приводящих к превращению его в гелий и служащих источником энергии звезд. Но они совершенно недостаточны для реакций синтеза тяжелых ядер, требующих преодоления высоких потенциальных барьеров. Этот вывод, сделанный 20 лет назад в работе Бете <sup>7</sup>, полностью сохранил свою силу и до сих пор. Поэтому, пока считали все звезды гомогенными, образование элементов в них представлялось невозможным. Отсюда и возникли теории, относившие образование элементов к гипотетическим дозвездным стадиям развития вещества.

### ТЕОРИИ ДОЗВЕЗДНОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ

Поскольку никаких фактических данных о дозвездном состоянии вещества у нас нет, о нем можно делать какие угодно предположения. Поэтому дозвездные теории, бывшие в большом ходу до последнего времени, имели возможность допускать любые гипотетические условия с целью объяснить наблюдаемую кривую распространенностей.

Теории дозвездного образования элементов делятся на две группы: теории термодинамического равновесия и теории захвата первичных нейтронов.

Термодинамическая теория происхождения элементов являлась единственно возможной, пока не был известен детальный механизм ядерных реакций. Достаточно предположить, что в процессе синтеза ядер температуры и плотности были столь высоки, что прямые и обратные реакции происходили достаточно быстро, чтобы за время существования такого состояния привести к термодинамическому равновесию. Если это условие



выполнено, то состав равновесной смеси не зависит от скоростей реакций и определяется энергиями связи и статистическими весами образующихся ядер.

Если ядро состоит из  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов, то по законам статистической термодинамики его равновесная концентрация  $n_n$  находится как

$$n_n = n_p^z n_N^N \frac{\Phi_n}{\Phi_p^z \Phi_N^N} e^{\frac{E}{kT}}, \quad (16)$$

где  $n_p$  и  $n_N$  — концентрации свободных протонов и нейтронов,  $E$  — энергия связи ядра,  $\Phi$  — статистические суммы частиц:

$$\Phi = \sum_i g_i e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}} \approx g \frac{(2\pi M kT)^{3/2}}{h^3}, \quad (17)$$

$g$  — статистический вес, равный в простейшем случае  $2I+1$ , где  $I$  — полный вращательный момент (ядерный спин). При низких температурах ( $kT \ll E$ ) экспоненциальный множитель столь велик, что в равновесии должно остаться только ядро с наибольшей энергией связи. Для того чтобы получить все ядра в заметных концентрациях, нужно, чтобы температура была всего на порядок ниже энергии связи нейтрона в ядре. Таким образом, равновесная теория образования элементов требует температур порядка десятых долей  $Mэв$ , т. е. в обычных единицах — порядка миллиардов  $^\circ K$ .

Начало этой теории было положено еще 30 лет назад работой советского ученого Г. И. Покровского<sup>8</sup>. Далее она развивалась рядом авторов, в особенности Клейном с сотрудниками<sup>9,10</sup> и Хойлем<sup>11</sup>. Суммарное изложение теории можно найти в ряде обзоров<sup>12-14</sup>. Поскольку никаких надежных данных о существовании требуемых температур в окружающих нас небесных телах не имеется, задачей теории было подобрать такие произвольные физические условия, при которых состав равновесной смеси приближался бы к наблюдаемому составу космического вещества. При этом остается еще неясным вопрос о закалке достигнутого при высоких температурах равновесия, по которому имеются только грубые качественные оценки.

Уже в первой работе Г. И. Покровский<sup>8</sup> пришел к выводу, что нельзя подобрать такие значения температуры и плотности, при которых наблюдаемые распространенности всех элементов укладывались бы на одну равновесную кривую. Этот вывод остается в силе и в настоящее время.

Дальнейшее развитие равновесной теории заключалось в том, чтобы представить наблюдаемые распространенности как результат наложения ряда равновесных процессов, происходивших в различных физических условиях. Так, конструировались гипотетические тела<sup>10</sup> с таким распределением температур и плотностей, чтобы интегрирование состава равновесной смеси по этому распределению давало результат, приближающийся к наблюдаемой кривой распространенностей. Подобные построения трудно обсуждать, поскольку они не связаны ни с какими наблюдаемыми фактами. В них фигурируют экстремальные физические условия: температуры до  $7 \cdot 10^9$   $^\circ K$  и плотности до  $10^7$   $г/см^3$ . Никаких фактических данных, говорящих за возможность реального осуществления таких условий, в настоящее время неизвестно.

В последнее время в работах Хойля<sup>11</sup> равновесная теория приняла более реалистический характер, поставив своей задачей объяснение не всей кривой распространенностей, а лишь небольшого участка ее вблизи железного максимума. При этом процесс установления равновесия относят уже не к гипотетическому дозвездному состоянию вещества, а к реально наблюдаемым вспышкам сверхновых звезд. Эти представления вошли в качестве

составной части в современную схему образования элементов, о которой мы будем говорить ниже.

В качестве общей схемы равновесная теория имела тот недостаток, что она никак не была связана с остальными ветвями науки о вселенной. Более широким вниманием пользовалась другая теория, пытавшаяся связать проблему происхождения элементов с общей космологией. Это — теория захвата первичных нейтронов, базирующаяся на наблюдениях красного смещения в спектрах внегалактических туманностей и на связанной с ними теории «расширяющейся вселенной».

В теории первичных нейтронов принимается, что дозвездной стадией развития вещества было нейтронное состояние с весьма высокой плотностью. При подобной плотности гравитационная энергия делает нейтронное состояние энергетически выгодным, т. е. устойчивым. Вследствие релятивистского расширения пространства плотность уменьшилась и нейтроны стали неустойчивыми по отношению к  $\beta$ -распаду, превращающему их в протоны. Образовавшиеся протоны захватывали нейтроны с образованием дейтерия и таким образом начиналась цепочка последовательных процессов  $\gamma$ -захвата и  $\beta$ -распада, которая согласно этой теории должна была привести к образованию всех ядер вплоть до самых тяжелых. Захват нейтронов не требует преодоления потенциального барьера, так что к температуре эта теория жестких требований не предъявляет. Но у нее есть весьма жесткий масштаб времени, который задается временем полураспада свободного нейтрона, которое составляет<sup>15</sup> всего 11,7 минуты. Следовательно, по теории первичных нейтронов все элементы, существующие в течение миллиардов лет, должны были образоваться за время порядка 15 минут. По истечении этого времени не должно было уже остаться первичных нейтронов и процесс синтеза ядер должен был прекратиться.

Неудивительно, что теория, оперирующая такими эффектными и парадоксальными представлениями, производила сильное впечатление и многим нравилась. Ее использовали даже как доказательство правильности космологических представлений о расширяющейся вселенной. Понятно, что эта теория нравилась религиозно настроенным людям, так как ее легко связать с религиозными представлениями. В качестве примера можно привести интересную цитату из послания покойного папы Пия XII папской Академии наук в Ватикане от 21 ноября 1951 года:

«Примерно от одного до десяти тысяч миллионов лет тому назад вещество всех известных нам звездных систем было сжато в небольшом пространстве. В это время все космические процессы имели свое начало. Плотность, давление и температура вещества должны были тогда достигать совершенно колоссальных величин. Только в этих условиях можно объяснить образование тяжелых ядер и их содержание в периодической системе элементов».

Одно то, что та или иная научная теория могла быть использована как средство для религиозной пропаганды, не должно еще предрешать нашего отношения к ней. Научная теория должна быть подвергнута объективной научной проверке посредством сопоставления с наблюдаемыми фактами. В данном случае, как мы сейчас увидим, теория первичных нейтронов такой проверки не выдержала.

#### ПРОВЕРКА ТЕОРИИ НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА

Чтобы решить вопрос о приемлемости теории первичных нейтронов, необходимо выяснить, насколько она согласуется с наблюдаемыми распространениями элементов, с одной стороны, и с данными ядерной физики, — с другой. В первом отношении результат получается удовлетворительный.

во втором—нет. Посмотрим, какому соотношению должны удовлетворять распространенности элементов, если они получились посредством нейтронного захвата. Концентрация  $n_A$  ядра с массовым числом  $A$  в процессе нейтронного захвата меняется по закону

$$\frac{dn_A}{dt} = n_N v (\sigma_{A-1} n_{A-1} - \sigma_A n_A), \quad (18)$$

где  $n_N$ —концентрация нейтронов,  $v$ —их средняя скорость,  $\sigma$ —сечение захвата нейтронов ядром с массовым числом, соответствующим индексу при  $\sigma$ . Если концентрация нейтронов и время достаточны, то процесс должен привести к стационарному состоянию, для которого

$$\frac{dn_A}{dt} = 0; \quad (19)$$

следовательно,

$$\frac{n_A}{n_{A-1}} = \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A}. \quad (20)$$

Таким образом, в стационарном состоянии концентрации ядер должны быть обратно пропорциональны их сечениям нейтронного захвата.

Этот вывод в общем довольно хорошо согласуется с кривой распространенностей. Полного количественного согласия нет, но всегда можно сослаться на то, что количество нейтронов могло быть недостаточно для установления стационарного состояния. Важно то, что многие качественные черты кривой распространенностей проще всего объяснить тем, что распространенность ядра тем меньше, чем больше его сечение нейтронного захвата. Прежде всего это относится к таким фундаментальным фактам, как повышенная распространенность ядер с четными массовыми числами и максимумы на магических числах. В самом деле, из нейтронной физики известно, что ядра с четными массовыми числами и в особенности с заполненными нейтронными оболочками отличаются малыми сечениями захвата нейтронов.

Отсюда весьма правдоподобно, что многие из ядер со средними и большими массовыми числами образовались посредством нейтронного захвата. Но это еще не значит, что все ядра, включая и легкие, образовались таким образом и что исходным веществом являлись первичные нейтроны. Напротив, внимательное рассмотрение вопроса с точки зрения ядерной физики приводит к выводу, что процесс нейтронного захвата не может начинаться с самых легких ядер.

Причиной, по которой теория захвата первичных нейтронов оказалась совершенно несостоятельной, является фундаментальный факт отсутствия устойчивых ядер с массовыми числами 5 и 8. В процессе синтеза ядер посредством нейтронного захвата должны последовательно получаться все массовые числа. Этот процесс не может обойти ни одного массового числа. В частности, необходимыми его этапами должны бы были быть ядра  $\text{He}^5$  и  $\text{Be}^8$ . Между тем, время жизни  $\text{Be}^8$  не превышает  $10^{-17}$  секунды, а связанных состояний ядра  $\text{He}^5$  вообще не удается наблюдать. Этих двух «узких мест» теории первичных нейтронов так и не удалось преодолеть.

Таким образом, факты говорят, что процесс нейтронного захвата должен играть важную роль в синтезе средних и тяжелых ядер, но исключается для легких ядер, во всяком случае для  $A < 9$ . До тех пор, пока считалось, что в недрах звезд ядра тяжелее гелия не образуются, приходилось сделать вывод, что теория происхождения элементов оказалась в тупике. Выход из него указало развитие астрофизики—изучение свойств своеобразных типов звезд.

## ГЕТЕРОГЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

До недавнего времени астрофизики классифицировали звезды по их чисто внешним признакам, в основном по цвету, т. е. температуре поверхности. Так называемая спектральная классификация звезд представляет собой в действительности классификацию не звезд, а звездных атмосфер.

Лишь в последние 15 лет выяснились существенные различия во внутренних свойствах звезд. Ключом к их выяснению послужило исследование строения и свойств звездных систем, важнейшими из которых являются галактики. На рис. 2 представлена схема нашей Галактики, содержащей около 100 миллиардов звезд. На ней отчетливо видно, что Галактика

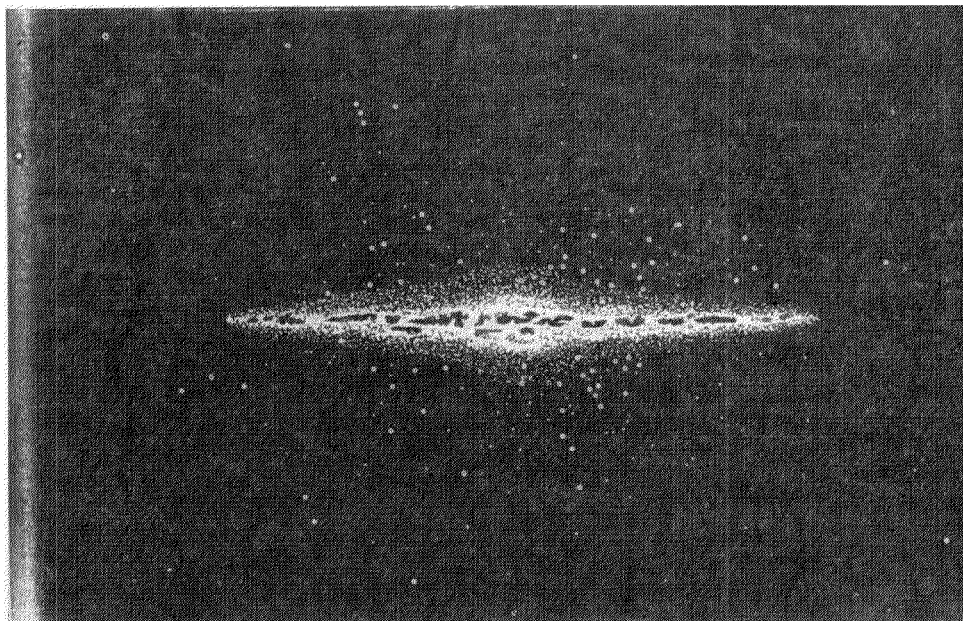


Рис. 2. Схема нашей Галактики.

состоит из двух частей: плоского диска и шара, имеющих общий центр и частично проникающих друг в друга. Одним из важнейших достижений наблюдательной астрофизики за последние 15 лет является выяснение фундаментального различия во внутренних свойствах звезд плоской и сферической составляющей.

Первые указания на такое различие получил в 1942 г. Бааде<sup>16</sup>, систематически фотографировавший разные области Галактики на пластинках, сенсibilизированных к красному свету. Оказалось, что на обычных пластинках ярче выглядит плоская составляющая, а на чувствительных к красному свету—сферическая. В дальнейшем различия в свойствах звезд плоской и сферической составляющей были подробно исследованы. Особенно большая работа в этой области проведена советским астрономом Б. В. Кукаркиным<sup>17</sup>. Не вдаваясь в детали, отметим, что в плоской составляющей с р е д и с а м ы х я р к и х з в е з д большинство белых, в сферической—красных. Отсюда и разница для разных спектральных областей в суммарной яркости, которая определяется наиболее яркими звездами. Очевидно, что плоский диск и шар состоят из звезд с различными внутрен-

ними свойствами. В нашей литературе их так и называют звездами плоской и сферической составляющей. В иностранной литературе эти две группы звезд принято называть «населениями»; плоскую называют при этом «диск», сферическую — звучным словом «гало». Иногда плоскую составляющую называют «население I», а сферическую — «население II», что, как мы увидим, крайне неудачно, так как сферическая составляющая состоит из звезд первого поколения, а плоская — из второго. Присущая астрофизикам страсть к классификации побудила их в последнее время выделить еще промежуточные «населения», так что сейчас уже числится пять «населений». Для наших целей такие дробные подразделения не нужны, они только затемняют существо дела. Нам важно только фундаментальное различие между звездами плоской и сферической составляющих.

Чтобы понять внутренний смысл этого различия, нужно воспользоваться излюбленным в астрофизике методом построения диаграмм состояния звезд. Важнейшей из них является диаграмма цвет—светимость, или, как ее иначе называют, диаграмма Герцшпрунга—Рессела. На такой диаграмме по вертикальной оси откладывается так называемая абсолютная звездная величина, пропорциональная логарифму светимости, т. е. количества энергии, испускаемого звездой. По горизонтальной оси откладывается показатель цвета, характеризующий цвет звезды, а следовательно, температуру ее поверхности (но никак не центральную температуру). Чем выше лежит звезда на диаграмме, тем она ярче, чем правее — тем она краснее. А так как чем краснее звезда, тем ниже температура ее поверхности и тем меньше излучает она энергии с единицы площади, то при данной светимости, чем правее лежит звезда на диаграмме, тем больше ее радиус. Это не значит, конечно, что радиус звезды однозначно связан с ее цветом: линии постоянного радиуса на диаграмме цвет—светимость отнюдь не являются вертикальными прямыми. Связь между светимостью звезды  $\mathcal{L}$ , ее радиусом  $R$  и эффективной температурой поверхности  $T_e$  имеет вид

$$\mathcal{L} = 4\pi\sigma R^2 T_e^4, \quad (21)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана. Отсюда, при постоянном радиусе температура  $T_e$  пропорциональна корню четвертой степени из светимости. Температура поверхности  $T_e$  однозначно связана с цветом, так что чем правее лежит звезда на диаграмме цвет—светимость, тем ниже температура  $T_e$ . Таким образом, при постоянном радиусе чем ярче звезда, тем она блее, но зависимость эта настолько слаба, что линии постоянного радиуса мало отличаются от вертикальных прямых.

На рис. 3 представлена классическая диаграмма цвет—светимость для близких к нам звезд, которые, как и наше Солнце, относятся к плоской составляющей Галактики. На этой диаграмме ясно видна основная линия сгущения звезд, проходящая от верхнего левого к нижнему правому углу. Это так называемая главная последовательность, к которой принадлежит основная масса звезд плоской составляющей. Точки, отвечающие самым ярким звездам главной последовательности, лежат в левом верхнем углу, т. е. в области белого и голубого цвета. Именно поэтому плоская составляющая ярче всего видна на обычных пластинках, чувствительных к белому и синему цвету. Справа выше главной последовательности имеется ветвь красных гигантов, но число их в плоской составляющей гораздо меньше числа белых и голубых гигантов и ярких звезд главной последовательности.

До недавнего времени диаграмма типа рис. 3 была единственным известным видом диаграмм цвет—светимость. Но после того как было выяснено различие между звездами плоской и сферической составляющей,

возник вопрос о виде диаграммы спектр—светимость для звезд сферической составляющей. Такие диаграммы удалось построить лишь в последние годы. Трудность здесь в том, что в нашем поле зрения звезды сферической составляющей рассеяны между звездами плоской составляющей. Правда, их можно различить по кинематическим характеристикам, т. е. по скоростям движения. Плоская составляющая Галактики вращается вокруг своей оси, или, точнее, звезды плоской составляющей вращаются

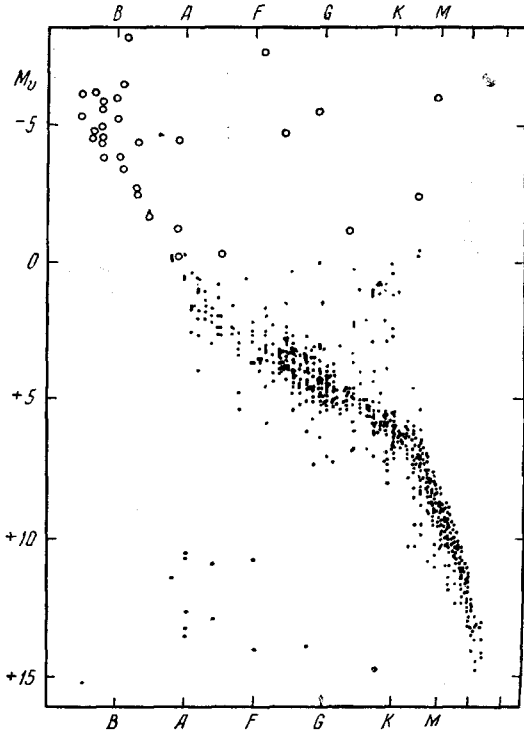


Рис. 3. Классическая диаграмма спектр—светимость для плоской составляющей Галактики.

вокруг центра тяжести диска по кеплеровым орбитам. Звезды сферической составляющей в этом вращении не участвуют; поэтому наше Солнце и мы пролетаем мимо них, а с нашей точки зрения они движутся с большими скоростями (иногда их так и называют «звезды-бегуны»). В самое последнее время советскому астроному П. П. Паренаго<sup>18</sup> удалось выделить по этим кинематическим данным из окружающего нас звездного фона звезды сферической составляющей и построить для них диаграмму цвет—светимость. Но гораздо проще и легче это было сделано несколько раньше с помощью естественной «однородной пробы» звезд, которые не только все относятся к сферической составляющей, но и имеют одинаковый возраст. Такой однородной пробой является шаровое скопление. Шаровых скоплений в Галактике много. Каждое из них содержит в среднем около 100 000 звезд. Все они относятся к сферической составляющей. Каждое шаровое скопление является как бы миниатюрной копией всей сферической составляющей, которой оно подобно как по форме, так и по пространственному распределению звезд, характеризуемому заметным сгущением к центру (звезды плоской составляющей сгущаются к плоскости диска). Сами шаровые скопления также распределены в пространстве примерно сферически-симметричным образом; многие из них разбросаны на довольно больших расстояниях от галактического центра, вне основной массы звезд. Нет сомнения, что звезды шаровых скоплений по своим внутренним свойствам не отличаются от звезд сферической составляющей; это подтверждается также наличием там и тут характерных короткопериодических переменных звезд типа цефеид (так называемые переменные типа RR Лиры, которые в американской литературе так и называются—«переменные типа шаровых скоплений»).

Типичным образцом диаграммы спектр—светимость для звезд сферической составляющей может служить прекрасная диаграмма, которую построил Сэндидж<sup>19</sup> для шарового скопления М3 и которую мы воспроизводим на рис. 4. Как видно из сопоставления рис. 3 и 4, эта диаграмма

по кеплеровым орбитам. Звезды сферической составляющей в этом вращении не участвуют; поэтому наше Солнце и мы пролетаем мимо них, а с нашей точки зрения они движутся с большими скоростями (иногда их так и называют «звезды-бегуны»). В самое последнее время советскому астроному П. П. Паренаго<sup>18</sup> удалось выделить по этим кинематическим данным из окружающего нас звездного фона звезды сферической составляющей и построить для них диаграмму цвет—светимость. Но гораздо проще и легче это было сделано несколько раньше с помощью естественной «однородной пробы» звезд, которые не только все относятся к сферической составляющей, но и имеют одинаковый возраст. Такой однородной пробой является шаровое скопление. Шаровых скоплений в Галактике много. Каждое из них содержит в среднем около 100 000

резко отличается от диаграммы для плоской составляющей. У сферической составляющей главная последовательность почти отсутствует. От нее остался только небольшой «хвостик» в красной части, который называют последовательностью с у б к а р л и к о в. Ярких белых и голубых звезд в сферической составляющей нет. Зато резко выражена последовательность красных гигантов и появилась новая горизонтальная ветвь желтых гигантов. Естественно, что сферическая составляющая в среднем краснее, поэтому она и видна ярче на фотопластинках, чувствительных к красному свету. Возникает представление, что точки, которые у плоской составляющей отвечали белым и синим гигантам и ярким звездам главной последо-

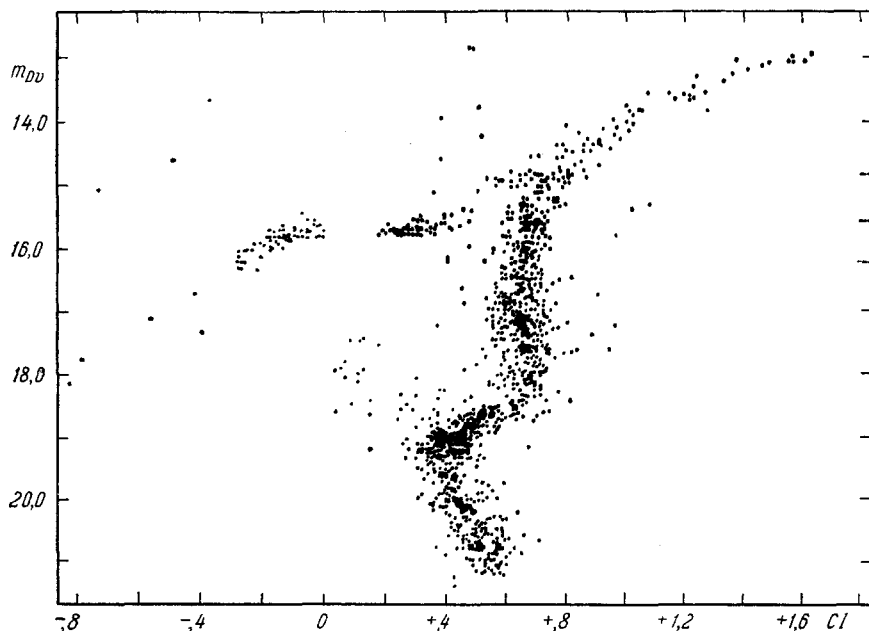


Рис. 4. Диаграмма спектр—светимость для шарового скопления МЗ по Сэндиджу.

вательности, у сферической составляющей передвинулись вправо и соответствующие им звезды сделались красными и желтыми гигантами. Когда стали рассматривать теоретически эволюцию звезд<sup>19,20</sup>, оказалось, что это представление вполне соответствует действительности.

Определяющим фактором эволюции звезды является выгорание водорода в центральной зоне. Ядерные реакции водородного и углеродного цикла, служащие источниками энергии звезд, приводят к превращению водорода в гелий. Скорость этих реакций экспоненциально возрастает с температурой, вследствие чего выгорание водорода происходит в основном у центра звезды, где температура всего выше. Вокруг центра звезды образуется выгоревшее ядро, состоящее из гелия. Ядерные реакции, выделяющие энергию, протекают после этого в тонком слое у поверхности ядра: глубже нет ядерного горючего—водорода, ближе к поверхности низка температура. На этой стадии эволюции звезда описывается моделью со слоевым источником энергии. После того как внутри звезды образовалось выгоревшее ядро, свойства вещества не могут уже считаться плавно меняющимися по объему. На границе ядра происходит резкое изменение химического состава от гелия к почти чистому водороду. Дальнейшее выгорание водорода приводит к перемещению этой границы к периферии звезды при

почти постоянном составе ядра и оболочки. В отличие от однородных звезд, такие звезды с неоднородным внутренним строением мы называем гетерогенными.

Для гетерогенных звезд данная выше оценка центральной температуры неприменима. Детальные расчеты хода эволюционного процесса с помощью электронных вычислительных машин<sup>20, 21</sup> показывают, что в ходе дальнейшей эволюции ядро должно сжиматься, а оболочка расширяться. Радиус звезды становится столь большим, что согласно формуле (21) температура поверхности  $T_e$  падает, т. е. звезда становится красным гигантом. Одновременно в выгоревшем ядре достигаются высокие плотности и температуры, гораздо более высокие, чем у однородных звезд. На этой стадии ядро звезды вырожденное и изотермическое.

Когда температура в гелиевом ядре звезды достигает примерно 15  $k\epsilon$ , становятся возможными термоядерные реакции с участием гелия. Эти реакции становятся источниками энергии внутри ядра, которое перестает быть изотермическим. Этому моменту эволюционного процесса отвечает на диаграмме цвет—светимость верхняя точка вертикальной ветви красных гигантов. После этого структура звезды опять резко меняется, так как снимается электронное вырождение в ядре. Дальнейший ход эволюции точно еще не рассчитан, но предполагается, что на диаграмме спектр—светимость звезда должна перейти на горизонтальную ветвь желтых гигантов. Термоядерные реакции гелия, происходящие в выгоревшем ядре звезды, на этой стадии ее эволюции играют фундаментальную роль в современной теории происхождения элементов. К рассмотрению их мы сейчас и обратимся.

#### ГЕЛИЕВЫЕ РЕАКЦИИ

При температурах около 15  $k\epsilon$  и достаточно высоких плотностях становится возможной реакция между тремя альфа-частицами (ядрами гелия) с образованием ядра основного изотопа углерода  $C^{12}$ . Эта реакция дает возможность обойти узкие места теории происхождения элементов—ядра с массовыми числами 5 и 8. За этой реакцией могут следовать остальные реакции гелиевого цикла, дающие ядра кислорода  $O^{16}$  и неона  $Ne^{20}$ . Скорости этих реакций были рассчитаны рядом авторов<sup>22-24</sup>.

Образование  $C^{12}$  идет через посредство промежуточного ядра  $Be^8$ . Как мы видели выше, время жизни этого ядра ничтожно: оно не превышает  $10^{-17}$  сек. Но при температурах порядка 15  $k\epsilon$  это ядро находится в малой, но заметной концентрации в термодинамическом равновесии с гелием. При наличии термодинамического равновесия скорость распада незначительна.

Малая равновесная концентрация  $Be^8$  оказывается достаточной для реакции образования  $C^{12}$  потому, что энергия системы  $Be^8 + \alpha$  оказывается на 7,374  $M\epsilon$  выше энергии основного состояния  $C^{12}$ , т. е. чрезвычайно близка к энергии второго возбужденного уровня  $C^{12}$  при 7,65  $M\epsilon$ . Таким образом, реакция образования  $C^{12}$  имеет резонансный характер. Переход возбужденного ядра  $C^{12}$  в основное состояние происходит посредством испускания двух  $\gamma$ -квантов через промежуточный уровень с энергией 4,43  $M\epsilon$ .

Возможность протекания реакции  $3He^4 \rightarrow C^{12}$ , предсказанная ранее теоретически, получила в последнее время экспериментальное подтверждение<sup>25</sup>. Был наблюден экспериментально обратный процесс: распад на три  $\alpha$ -частицы возбужденного ядра  $C^{12}$ , получающегося при распаде короткоживущего радиоактивного ядра  $B^{12}$ . Согласно принципу детального равновесия вероятности прямого и обратного процессов тождественно связаны между собою; наблюдение одного из них является доказательством возможности другого.



## ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ В ЗВЕЗДАХ

Гелиевые реакции в выгоревших ядрах гетерогенных звезд позволяют обойти трудные места в процессах образования легких ядер. Если допустить, что продукты гелиевых реакций могут вступить в контакт с водородом, то термоядерными реакциями можно объяснить образование всех легких ядер. Получающиеся ядра могут служить исходным материалом для образования всех тяжелых ядер процессом нейтронного захвата. Но этот процесс не может уже происходить за счет первичных нейтронов. Если вещество и находилось первоначально в нейтронном состоянии, то за время, требуемое для протекания гелиевых реакций, все первичные нейтроны давно уже должны были успеть распасться. К тому времени, когда накопились ядра, способные к захвату нейтронов, от самих первичных нейтронов уже ничего не могло остаться.

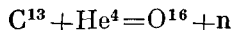
Таким образом, вопрос о первичном нейтронном состоянии вещества теряет всякую связь с теорией происхождения элементов и переходит целиком в область общей космологии. Если вещество и находилось когда-либо в нейтронном состоянии, то в процессах образования элементов тяжелее гелия эти первичные нейтроны никакой роли играть не могли.

С другой стороны, мы видели выше, что ряд характерных особенностей кривой распространенностей хорошо объясняется теорией нейтронного захвата. Трудно отказаться от представления, что захват нейтронов играет существенную роль в процессах синтеза атомных ядер. Но эти нейтроны не могли быть первичными. Дальнейшее развитие теории происхождения элементов сделалось возможным только после того, как были указаны возможные пути выделения свободных нейтронов при термоядерных реакциях в недрах звезд<sup>26,27</sup>.

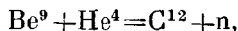
Роль таких источников нейтронов в звездах могут играть экзотермические реакции  $(\alpha, n)$  на ядрах с массовым числом  $4n+1$ .

Наиболее устойчивые легкие ядра построены симметрично из четного числа протонов и такого же числа нейтронов. Таковы  $\text{He}^4$ ,  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{O}^{16}$ ,  $\text{Ne}^{20}$ ,  $\text{Mg}^{24}$ ,  $\text{Si}^{28}$ ,  $\text{S}^{32}$ ,  $\text{Ca}^{40}$ . Эти ядра можно рассматривать как состоящие из целого числа  $\alpha$ -частиц (ядер гелия). Если к такой устойчивой симметричной системе добавить один лишний нейтрон, то энергия связи его окажется аномально низкой. Такой лишний нейтрон легко отщепляется, в особенности если заменить его на  $\alpha$ -частицу.

Рассмотрим для примера ядро изотопа углерода  $\text{C}^{13}$ . Это ядро можно представить как симметричную систему из трех  $\alpha$ -частиц плюс один лишний слабосвязанный нейтрон. Ядру  $\text{C}^{13}$  энергетически выгодно присоединить четвертую  $\alpha$ -частицу с отщеплением нейтрона. Такая реакция



и является примером экзотермических реакций  $(\alpha, n)$ . Заметим, что к этому же типу относится и реакция:



при которой впервые был открыт нейтрон и которая используется в наиболее распространенных до сих пор радий-бериллиевых нейтронных источниках.

Если продукты гелиевых реакций  $\text{C}^{12}$  и  $\text{Ne}^{20}$  вступают в контакт с водородом при температурах порядка нескольких  $\kappa\text{эв}$ , то они способны захватывать протоны, давая соответственно  $\text{N}^{13}$  и  $\text{Na}^{21}$ . Последние ядра  $\beta$ -радиоактивны и, испуская позитрон, переходят в устойчивые ядра  $\text{C}^{13}$  и  $\text{Ne}^{21}$ , способные быть источниками нейтронов по экзотермическим реакциям  $(\alpha, n)$ . Получающиеся нейтроны могут захватываться теми же продуктами гелиевых реакций, приводя к последовательности процессов  $(n, \gamma)$ -захвата

и  $\beta$ -распада, которую мы уже рассматривали выше. Все эти реакции не требуют температур выше 15 кэв. Таким образом, термоядерные реакции в выгоревших ядрах гетерогенных звезд могут дать все необходимое для синтеза тяжелых ядер.

Достаточно ли количественно эти источники нейтронов для синтеза наблюдаемых количеств тяжелых ядер, точно еще не установлено. Теория термоядерных источников нейтронов в звездах сталкивается с некоторыми трудностями. Так, при контакте углерода с водородом должна протекать вся цепочка углеродного цикла, в которой, в частности, участвует ядро  $N^{14}$ , а это ядро, как известно всякому, кто имел дело с нейтронной физикой, активно захватывает нейтроны по реакции  $(n, p)$ , давая радиоактивный изотоп углерода  $C^{14}$ . Наличие  $N^{14}$  «отравляет» нейтронный источник, использующий ядро  $C^{13}$ . Этой трудности можно избежать, приписывая выделение нейтронов реакциям ядра  $Ne^{21}$ , но и здесь есть свои трудности.

Как мы увидим ниже, нейтроны могут образовываться и не в ядрах, а в атмосферах звезд за счет процессов холодного ускорения, но эти процессы количественно еще не рассчитаны. Во всяком случае, в том, что процессы образования тяжелых ядер продолжают и в настоящее время, теперь уже нельзя сомневаться. Прямым доказательством является обнаружение в спектрах некоторых звезд линий неустойчивого элемента технеция<sup>28</sup>. Ни один из изотопов этого элемента не имеет времени полураспада более чем порядка ста тысяч лет и не образуется при естественном радиоактивном распаде. Образование элемента со столь большим атомным номером как технеций едва ли можно объяснить каким-либо другим процессом, кроме захвата нейтронов. Наличие этого элемента в атмосферах звезд можно рассматривать как прямое доказательство существования в звездах непрерывно действующих источников нейтронов.

#### МЕДЛЕННЫЙ И БЫСТРЫЙ ПРОЦЕССЫ НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА

Рассмотрим подробнее, как происходит образование элементов посредством нейтронного захвата. На рис. 5 представлена часть диаграммы атомных ядер. По вертикальной оси отложен атомный номер, по горизонтальной—массовое число. Захват нейтрона представляется на этой диаграмме горизонтальным смещением вправо,  $\beta$ -распад—вертикальным смещением: вниз при испускании электрона, вверх—при испускании позитрона.

Если при захвате нейтрона получается устойчивый изотоп, он захватывает следующий нейтрон и дает следующий изотоп того же элемента. Если же получается  $\beta$ -активный изотоп, то он испускает электрон, давая следующий (по атомному номеру) элемент, если только не успеет захватить следующий нейтрон до того как произойдет  $\beta$ -распад. Ход процесса синтеза ядер посредством нейтронного захвата зависит от соотношения между временами нейтронного захвата и  $\beta$ -распада. Если время между двумя последовательными захватами нейтронов велико в сравнении с временем  $\beta$ -распада, то будет иметь место медленный процесс нейтронного захвата. Путь этого процесса изображен на диаграмме рис. 5 сплошной ломаной линией. На этом пути расположены, как правило, наиболее стабильные и наиболее распространенные изобары. Поэтому есть все основания считать медленный процесс нейтронного захвата основным процессом образования элементов среднего и большого атомного веса.

Выше пути медленного нейтронного захвата лежат ядра с избытком нейтронов. Такое ядро могло образоваться посредством захвата нейтронов, только если предшествующий  $\beta$ -активный изотоп успел захватить нейтрон раньше, чем претерпел  $\beta$ -распад. Поэтому для образования ядра с избытком

	101	102	103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126	127			
<b>Rh</b> 45	5,9 дней 3,3	210 дней 3,3	52 мин 0,214	4,4 мин 4,4 сек 3	45 сек 35 час 3	35 сек 3	24 мин 3		<1 час (3 <sup>-</sup> )																					
<b>Pd</b> 46	8 час 3,3	0,8 3,3	170 дней 3,3	9,3 0,06	~23 сек 22,8	27,2 0,184	710 <sup>+</sup> лет 3	26,8 0,180	4,8 мин 1344 3	13,5 0,09	5,5 час 24 мин 3	21 час 3																		
<b>Ag</b> 47	16 мин		12,27 ч 3,3	40 дней 3,3	24,8 мин 3,3	144 с 3,3	2,4 мин 3,3	40 сек 48,63 0,185	250 дней 27 3	7,5 дней 3	3,2 часа 3	5,3 часа 3	2,5 мин 3	21 мин 3																
<b>Cd</b> 48			59 мин 3,3	60 мин 3,3	1,215 0,011	6,7 час 3,3	0,75 330- 4,00 3,3	3,3 0,008	12,39 0,114	3,3 12,75 0,114	24,07 0,212	5,1 0,228 12,28 0,110	28,86 0,236	43,53 ч 3	7,58 0,068	2,9 час 3														
<b>In</b> 49							33 мин 3,3	~5,2 час 3,3	5 часов 85 мин 3,3	2,8 дней 3,3	21 мин 14,5 мин 3,3	105 мин 4,23 сек 0,005	4,9 дней 72 сек 0,105	4,5 час 3	13 с 3	70 мин 2 часа 3	4,5 мин 3	175 мин 3												
<b>Sn</b> 50								4,5 часа 3,3		35 мин 3,3	0,95 0,013	112 дней 3,3	0,65 0,009	0,34 0,005	14,26 0,189	15 дней 7,57 0,102	24,0 0,316	250 дней 8,58 0,115	3297 0,433	4,71 0,063	40 мин 3	5,98 0,079	9,5 мин 3	10 дней 3	50 мин 3	1,5 часа 3				

Рис. 5. Часть диаграммы атомных ядер.

нейтронов требуется быстрый процесс нейтронного захвата. Под быстрым подразумевается такой процесс, когда время между двумя последовательными захватами нейтронов мало в сравнении с временем  $\beta$ -распада.

Медленный процесс нейтронного захвата может происходить в стационарных звездах. В частности, рассмотренные выше термоядерные реакции в выгоревших ядрах звезд должны приводить именно к медленному процессу нейтронного захвата, так как продолжительность соответствующей стадии эволюции звезд измеряется десятками миллионов лет.

Для быстрого процесса необходимы совершенно иные условия: высокая концентрация нейтронов в течение краткого промежутка времени. Таких условий можно ожидать при мощных звездных взрывах, так называемых вспышках сверхновых. Количественная теория звездных взрывов пока не разработана. Выдвигались предположения, что при взрывах

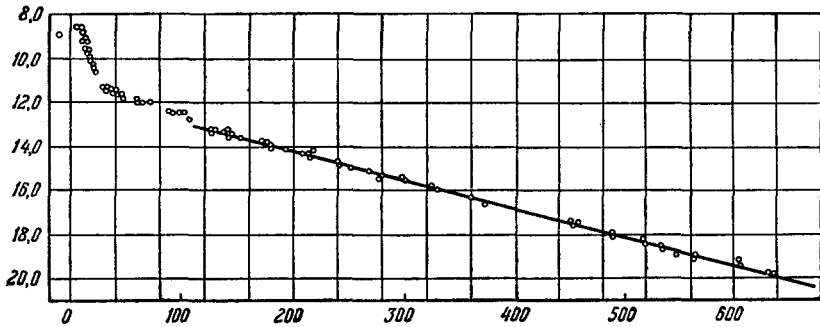


Рис. 6. Логарифмы светимости сверхновой звезды как функция от времени.

протекают такие же термоядерные реакции, как и в рассмотренных выше стационарных процессах, но при более высокой температуре взрыва эти реакции заканчиваются гораздо быстрее. Но при современном состоянии вопроса представления об образовании элементов при звездных взрывах имеют характер гипотезы, а не количественно разработанной теории.

Недавно эта гипотеза получила неожиданную поддержку из наблюдений над вспышками сверхновых. Оказалось, что в некоторых случаях светимость звезды после вспышки в течение длительного времени спадает по экспоненциальному закону, уменьшаясь вдвое за 55 дней. Точность, с которой соблюдается этот закон, иллюстрируется рис. 6, где по горизонтальной оси отложено время в днях от момента вспышки, а по вертикальной — величина, пропорциональная логарифму светимости.

Такого рода наблюдения были известны давно, и давно уже высказывались соображения, что экспоненциальный закон естественнее всего истолковать как закон радиоактивного распада. Тогда в качестве источника энергии надо искать радиоактивное вещество с периодом полураспада 55 дней. Предлагалось<sup>29</sup> даже считать таким веществом радиоактивный изотоп бериллия  $\text{Be}^7$ , что явно не выдерживает критики, так как его ядро распадается посредством электронного захвата и, с одной стороны, выделяет совершенно недостаточное количество энергии, а с другой, — период полураспада его равен 55 дням, только если электрон захватывается из  $K$ -оболочки, а в ионизованном веществе период будет гораздо больше. Поэтому большой интерес вызвало открытие трансуранового элемента калифорния, изотоп которого  $\text{Cf}^{254}$  распадается посредством спонтанного деления с периодом полураспада как раз равным 55 дням.

Отсюда возникла гипотеза<sup>30</sup>, что при вспышках сверхновых происходит быстрый процесс нейтронного захвата, приводящий к образованию всех атомных ядер вплоть до самых тяжелых и радиоактивных. Предполагается, что процесс заканчивается накоплением больших количеств калифорния, спонтанное деление которого является затем источником энергии звезды в период, непосредственно следующий за вспышкой. Убедительным доказательством существования быстрого процесса нейтронного захвата представляются некоторые детали кривой распространенности, а именно, тонкая структура максимумов на магических числах. У каждого магического числа, как видно из рис. 1, два близких максимума. На одном из них лежит ядро, имеющее заполненную нейтронную оболочку, на другом — получающееся при  $\beta$ -распаде ядра с максимальным избытком нейтронов и заполненной нейтронной оболочкой. Первый отвечает медленному, второй — быстрому процессу нейтронного захвата. Слабо выраженный размытый максимум близ  $A=160$  предлагалось приписывать осколкам спонтанного деления, но это отнюдь не может считаться достаточно обоснованным.

Что значит ядро с максимальным избытком нейтронов, — мы сейчас рассмотрим.

#### ЯДРА С МАКСИМАЛЬНЫМ ИЗБЫТКОМ НЕЙТРОНОВ

Быстрый процесс нейтронного захвата должен приводить к нестабильным ядрам, сильно перегруженным нейтронами. О свойствах таких ядер мы можем судить только теоретически, так как в доступных нам условиях эксперимента нет возможности их наблюдать.

Захват нейтронов для данного атомного номера  $Z$  должен заканчиваться на ядре с максимальным возможным в данных условиях избытком нейтронов. В предельном случае очень быстрого захвата и отсутствия процессов распада это будет ядро, которое вообще уже неспособно захватить лишней нейтрон, так как энергия связи следующего нейтрона обращается в нуль. Это есть **а б с о л ю т н ы й м а к с и м у м** избытка нейтронов. Абсолютному максимуму обычно отвечает замкнутая нейтронная оболочка или подоболочка, так как после ее заполнения энергия связи следующего нейтрона резко падает. Абсолютные максимумы избытка нейтронов в ядрах рассчитал П. Э. Немировский<sup>31</sup> с помощью оптической модели ядра. Согласно его выводам один из абсолютных максимумов отвечает массовому числу 56.

В реальных условиях процесс нейтронного захвата должен закончиться раньше, чем энергия связи следующего нейтрона обратится в нуль. У ядер, сильно перегруженных нейтронами, уменьшаются времена  $\beta$ -распада, которые при любой конечной концентрации нейтронов в конце концов сделаются меньше, чем время между двумя последовательными захватами нейтрона. Кроме того, если быстрый процесс нейтронного захвата происходит в условиях звездных взрывов, то при высокой температуре должны происходить обратные процессы — фотоядерные ( $\gamma, n$ )-реакции, приводящие к выбиванию нейтронов. По причине этих процессов реально достигаемый максимальный избыток нейтронов может оказаться меньше абсолютного.

После того как в процессе нейтронного захвата получилось ядро с максимальным избытком нейтронов, это ядро должно претерпеть один или несколько процессов  $\beta$ -распада, давая элементы с более высокими атомными номерами раньше, чем продолжится процесс нейтронного захвата. В условиях быстрого захвата времена  $\beta$ -распада велики в сравнении с временем захвата. Поэтому за время  $\beta$ -распада предыдущие ядра успевают

захватить много нейтронов и образуется большое число ядер с максимальным нейтронным избытком. В дальнейшем эти ядра путем многих актов  $\beta$ -распада дадут стабильные ядра с тем же массовым числом.

Таким образом объясняются на кривой распространенности вторые максимумы вблизи магических чисел. П. Э. Немировский<sup>31</sup> предлагает объяснять таким же образом и железный максимум.

#### ТЕРМОЯДЕРНАЯ ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ

На основе рассмотренных выше процессов группой английских и американских исследователей<sup>32</sup> и канадским физиком Камероном<sup>33</sup> разработана теория образования химических элементов посредством термоядерных реакций в недрах звезд. В этой теории исходным веществом считается водород, т. е. исходные ядра—протоны. Если первичными частицами вещества были нейтроны, то они успели превратиться в протоны путем  $\beta$ -распада раньше, чем начались основные процессы образования элементов.

Первичный водород в результате сгущения под действием силы тяжести (гравитационной конденсации) образовал звезды первого поколения, которые мы наблюдаем в сферической составляющей галактики. Эти звезды с точки зрения излагаемой теории должны считаться водородно-гелиевыми. И действительно, содержание тяжелых элементов в них в несколько раз меньше, чем в звездах плоской составляющей.

В гомогенных звездах происходит только превращение водорода в гелий (H-процесс). В выгоревших ядрах гетерогенных звезд (желтых или красных гигантов) происходят гелиевые реакции, дающие ядра с массовыми числами  $A=4n$  ( $\alpha$ -процесс). На некоторой стадии эволюции звезд предполагается возникновение конвективной неустойчивости, приводящей к перемешиванию ядра с оболочкой. При этом продукты гелиевых реакций вступают в контакт с водородом и получают ядра с массовыми числами  $A=4n+1$ :  $C^{13}$  и  $Ne^{21}$ , которые при экзотермических реакциях ( $\alpha, n$ ) выделяют свободные нейтроны. Последние посредством медленного процесса нейтронного захвата ( $s$ -процесс), происходящего в стационарных условиях в вырожденных ядрах звезд образуют тяжелые элементы. Эволюция звезды заканчивается взрывом (вспышкой сверхновой). В процессе вспышки возникает высокая концентрация нейтронов и протекает быстрый процесс нейтронного захвата ( $r$ -процесс), приводящий к синтезу ядер, перегруженных нейтронами, и радиоактивных ядер вплоть до калифорния  $Cf^{254}$ , спонтанное деление которого служит источником энергии звезды в период непосредственно после вспышки. Продукты взрыва рассеиваются в пространстве в виде межзвездного газа и пыли. При их конденсации образуются звезды второго поколения, которые мы наблюдаем в плоской составляющей галактики. Действительно, основная масса газа и пыли связана с плоской составляющей. В звездах плоской составляющей продукты предшествующих реакций перемешаны с водородом. Поэтому в них в еще большем масштабе протекают те же процессы, что и при перемешивании выгоревшего ядра с оболочкой. Остатки после взрыва остаются в виде белого карлика.

Таким образом, получается правдоподобная общая схема происхождения элементов и объясняется ряд наблюдаемых фактов, о которых мы уже говорили выше: обратная пропорциональность между распространенностями многих ядер и сечениями нейтронного захвата, максимумы на магических числах и т. д.

Специальному рассмотрению подлежат некоторые особенности кривой распространенностей, непосредственно не вытекающие из общей схемы. Сюда относятся: скандиевый провал, железный максимум, обой-

денные ядра и группа легко реагирующих с водородом легких ядер: дейтерий, литий, бериллий, бор. В работе<sup>32</sup> для объяснения указанных особенностей (за исключением скандиевого провала) вводятся специальные процессы, теоретически отнюдь не ясные: для железного максимума «*e*-процесс», для обойденных ядер «*p*-процесс», для легких ядер D, Li, Be, B—«X-процесс». С нашей точки зрения эти вопросы представляются окончательно еще не решенными. В нижеследующем мы рассмотрим кратко возможные пути их решения.

### СКАНДИЙ—КОСМОХИМИЧЕСКИЙ ТЕРМОМЕТР

Резкому спаду кривой распространенностей от кальция к скандию в литературе не уделяется достаточного внимания. Если объяснять образование элементов на этом участке кривой термоядерными реакциями или быстрым процессом нейтронного захвата, то никакого разумного объяснения низкой распространенности скандия не получается.

В процессе медленного нейтронного захвата предшественником скандия является дважды магическое ядро  $\text{Ca}^{40}$ , у которого сечение нейтронного захвата должно быть мало. Но для объяснения очень низкой распространенности скандия нужно еще, чтобы его сечение захвата было достаточно велико. Единственным свойством ядра скандия, которое может быть для этого привлечено, является наличие нейтронного резонанса при энергии нейтронов  $4,1$  кэв. У легких ядер нейтронные резонансы отвечают чистому рассеянию. Но у скандия имеет место заметный ( $n, \gamma$ )-захват, так как экспериментально измерено сечение активации  $56$  миллибарн при энергии  $25$  кэв—заметно выше резонанса<sup>34</sup>. Таким образом, наличие скандиевого провала является прямым фактическим доводом в пользу того, что в образовании элементов особенно большую роль играли процессы захвата нейтронов с энергиями порядка  $4$  кэв. Такие нейтроны непосредственно ни при каких ядерных процессах не получаются. Они могли получиться только за счет замедления быстрых нейтронов в среде с температурой того же порядка. При быстром процессе захвата нейтроны не успели бы до захвата замедлиться. Таким образом, скандий может быть использован в качестве космохимического термометра. Его низкая распространенность свидетельствует, что основные процессы синтеза средних и тяжелых ядер шли при температурах, близких к  $4$  кэв. Но именно такого порядка температуры, требуемые для образования нейтронов с помощью экзотермических реакций ( $\alpha, n$ ),—в выгоревших ядрах гетерогенных звезд.

### ЖЕЛЕЗНЫЙ МАКСИМУМ

Наиболее трудной задачей для теории образования элементов является правдоподобное объяснение столь резко выраженной черты кривой распространенностей, какой является железный максимум.

Железо и близкие к нему ядра отличаются максимальной величиной энергии связи на один нуклон, т. е. это энергетически наиболее устойчивые ядра. Отсюда возникла мысль объяснить железный максимум образованием этих ядер в условиях термодинамического равновесия при весьма высоких температурах, когда как прямые, так и обратные реакции протекают достаточно быстро. Предполагается, что такие условия могут реализовываться при звездных взрывах (вспышках сверхновых).

В работе<sup>32</sup> подсчитано, что распространенности шести ядер, близких к железу, могут быть уложены на равновесную кривую при температуре  $3,78 \cdot 10^9$  °К и отношении концентрации свободных нейтронов к протонам  $300$ . Едва ли согласие между наблюдаемыми распространенностями и

равновесными концентрациями имеет существенное значение. Для этого необходимо очень точно фиксировать температуру: уже небольшое изменение температуры чрезвычайно резко меняет состав равновесной смеси. Следует отметить также, что согласие получилось, когда распространенности брались по данным спектрального анализа солнечной атмосферы. Если же брать результаты химического анализа метеоритов или земной коры, то результаты получатся совсем другие. Наконец, неясным остается вопрос о закалке равновесия при охлаждении, строгий количественный анализ которого до сих пор не произведен.

Процесс образования элементов в условиях равновесия получил в литературе название «*e*-процесс». Он вводится специально для объяснения железного максимума. Поскольку введение этого процесса представляется несколько искусственным, было бы очень интересно найти какие-либо другие альтернативные возможности объяснения железного максимума.

#### ОБОЙДЕННЫЕ ЯДРА

На диаграмме рис. 5 ниже пути медленного процесса нейтронного захвата лежат ядра с недостатком нейтронов. Все возможные пути нейтронного захвата проходят мимо них, вследствие чего их и называют *о б о й д е н н ы м и* я д р а м и. В сравнении с ядрами, лежащими на пути медленного процесса нейтронного захвата, распространенности обойденных ядер примерно на два порядка ниже; на рисунке 1 они представлены пунктирной линией. Низкая распространенность обойденных ядер подтверждает то, что процессы нейтронного захвата играли фундаментальную роль в процессах образования элементов. Но для объяснения происхождения обойденных ядер необходимо введение дополнительных процессов иного характера.

Таковыми процессами могли бы быть быстрые термоядерные реакции типов  $(p, \gamma)$  или  $(\gamma, n)$  при высоких температурах. Так, в общей термоядерной схеме<sup>32</sup> для объяснения образования обойденных ядер вводится «*p*-процесс», состоящий из реакций  $(p, \gamma)$  при температурах около одного миллиарда градусов. При этом предполагается, что во вспышках сверхновых при температурах около четырех миллиардов градусов в веществе, в котором весь водород уже выгорел, устанавливается термодинамическое равновесие, приводящее к образованию железного максимума, а после охлаждения продуктов до одного миллиарда градусов они вступают в контакт с водородом и происходят неравновесные  $(p, \gamma)$  реакции, приводящие к образованию обойденных ядер.

Однако внимательное рассмотрение<sup>35</sup> показывает, что это место является самым слабым во всей термоядерной теории образования элементов. В громадном большинстве случаев для образования обойденного ядра требуется не одна, а две последовательные реакции типа  $(p, \gamma)$  или  $(\gamma, n)$ . Следовательно, времена этих реакций должны быть малы в сравнении с временами  $\beta$ -распада, т. е. реакции должны быть быстрыми. При требуемых для быстрых реакций температурах и плотностях они уже обратимы. Но тогда мы имеем дело с последовательностью быстрых, обратимых термических реакций, а по принципу детального равновесия такая последовательность неизбежно должна приводить к состоянию термодинамического равновесия. Мы имеем в виду не полное равновесие, а равновесие между обойденными ядрами и их изотопами, изобарами или ядрами с равным числом нейтронов на пути медленного нейтронного захвата. Легко проверить, осуществляется ли такое равновесие в природе. Для этого достаточно отложить логарифм отношения распространенностей (с поправкой на статистические веса) против разно-



сти энергий связи. Это сделано на рис. 7. Равновесию должна бы была отвечать прямая линия, наклон которой характеризует температуру. Из рис. 7 видно, что наблюдаемые распространенности не имеют ничего общего с равновесными. Это заставляет усомниться в объяснении происхождения обойденных ядер быстрыми термоядерными процессами.

Нами было показано<sup>35</sup>, что почти каждое обойденное ядро может получиться из ядра, лежащего на пути медленного нейтронного захвата посредством одной реакции типа  $(p, 2n)$ . Здесь уже не требуется быстрого процесса, но такие реакции требуют протонов с энергией свыше  $10 \text{ Мэв}$ . Они не могут быть термоядерными, но должны происходить за счет процессов холодного ускорения.

### ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРОЦЕССАХ ХОЛОДНОГО УСКОРЕНИЯ

Необходимость введения процессов холодного ускорения частиц в теорию происхождения химических элементов следует уже из факта наличия в природе дейтерия, лития, бериллия и бора. Ядра атомов этих элементов при термоядерных температурах быстро реагируют с водородом. Сравнительно низкая их распространенность свидетельствует о том, что большая часть космического вещества варила в термоядерном котле. Но те количества указанных ядер, какие имеются в природе, произошли, видимо, не от термоядерных реакций. Для объяснения их происхождения в общую схему образования элементов<sup>32</sup> введен процесс, названный «X-процессом», потому, очевидно, что о нем мало что известно. Предполагается, что в этом процессе участвуют ядерные частицы, ускоренные переменными электромагнитными полями в атмосферах звезд.

То, что такое ускорение в атмосферах звезд, и в частности Солнца, действительно происходит, явствует из ряда наблюдаемых у нас на Земле проявлений солнечной активности. Сюда относятся: корпускулярные потоки, вызывающие полярные сияния, магнитные бури, перерывы радиосвязи; нетепловое радиоизлучение, возбуждаемое, по-видимому, быстрыми электронами в солнечной атмосфере и, наконец, возрастание интенсивности космических лучей после хромосферных вспышек на поверхности Солнца—прямое доказательство ускорения не только электронов, но и ядер.

Для того чтобы ускоренные частицы могли вступать в ядерные реакции, ускорение должно происходить не в вакууме, а в достаточно плотной плазме. Но ускорение частиц в плазме возможно только начиная с достаточно высокой начальной скорости. Дело в том, что движущаяся в плазме заряженная частица испытывает трение об электроны, которое тем сильнее,

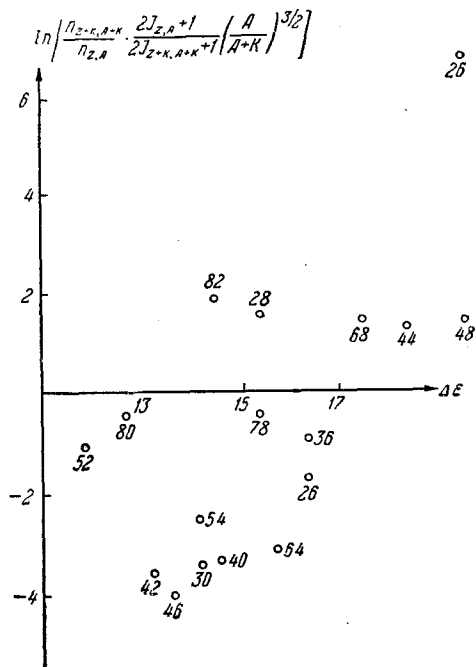


Рис. 7. Сравнение распространенностей обойденных ядер с условием термодинамического равновесия.

чем меньше скорость частицы. Для ускорения необходима такая начальная скорость, при которой потери на трение меньше, чем энергия, сообщаемая частице электромагнитным полем.

Поэтому<sup>35</sup> для ядерных реакций в атмосферах звезд требуется сочетание двух процессов: первичной газодинамической инжекции и последующего электромагнитного ускорения. Инжекция может производиться ударными волнами, выходящими изнутри звезды в среду меньшей плотности, что сопряжено с прогрессивным нарастанием скорости. Та же ударная волна может вызывать и возмущения в плазме, приводящие к возникновению переменных электромагнитных полей, необходимых для последующего ускорения.

Причину возникновения ударных волн следует искать в турбулентных движениях, происходящих в глубоких конвективных зонах, скрытых под поверхностью звезды. Теория внутреннего строения звезд говорит, что особенного развития конвекции следует ожидать у звезд типа красных карликов, лежащих в правом нижнем углу диаграммы спектр—светимость. Именно к этому типу относятся в с п ы х и в а ю щ и е з в е з д ы, у которых явления, подобные хромосферным вспышкам на Солнце, происходят в гораздо более крупных масштабах. В атмосферах подобных звезд есть все условия для протекания ядерных реакций за счет процессов холодного ускорения.

В эволюции более массивных звезд также есть нестационарные стадии, сопровождаемые турбулентными движениями. Есть основания полагать, что подобные явления неустойчивости имеют место в конце горизонтальной ветви желтых гигантов (см. рис. 4). Вероятно, аналогичная ветвь есть и у плоской составляющей, но там ее труднее заметить. В соответствующей области диаграммы наблюдаются м а г н и т н ы е п е р е м е н н ы е звезды, в атмосферах которых обнаружены резкие аномалии химического состава. Эти аномалии можно рассматривать как прямое свидетельство образования элементов в процессах холодного электромагнитного ускорения.

#### РЕАКЦИИ (p, n) и (p, 2n)

При холодном ускорении энергетический спектр частиц спадает к большим энергиям не экспоненциально (как в тепловом максвелловом распределении), а по степенному закону. Поэтому здесь существенную роль играют частицы с энергиями значительно выше термоядерных. При термоядерных реакциях протоны только захватываются ядрами с испусканием  $\gamma$ -лучей. Но как только энергия образующегося при захвате составного ядра становится достаточной для испускания нейтрона, вероятность этого процесса оказывается гораздо больше, чем вероятность испускания  $\gamma$ -кванта. После этого основным процессом взаимодействия ядра с протоном будет реакция (p, n).

Энергетический порог реакции (p, n) не может быть ниже 0,75 *Мэв* (что отвечает разности масс нейтрона и протона). В действительности энергия связи протона в ядрах ниже, чем у нейтрона из-за электростатического отталкивания, так что фактически реакции (p, n) становятся возможными, начиная с энергии протона около 2 *Мэв*. Если же энергия протона превысит это значение еще на величину энергии связи нейтрона (около 8 *Мэв*), то за захватом протона может следовать испускание двух нейтронов. Это будет реакция (p, 2n), энергетический порог которой лежит соответственно около 10 *Мэв*.

Реакции (p, 2n) представляются<sup>35</sup> наиболее вероятным путем образования обойденных ядер. Протекающие наряду с ними реакции (p, n) могут служить добавочными источниками нейтронов для основного пути синтеза

тяжелых ядер—медленного нейтронного захвата. Если за реакцией  $(p, n)$  следует  $\beta$ -распад обратно в исходное ядро, то конечным результатом этих двух процессов будет чистое превращение протона в нейтрон. Таким образом, ядра могут служить катализаторами для превращения надпороговых протонов в нейтроны. Роль этих процессов в происхождении элементов далеко еще не выяснена. В работе<sup>35</sup> высказывалось предположение, что они могут иметь значение даже и в качестве одного из возможных объяснений железного максимума.

Реакции  $(p, n)$  в присутствии холодного водорода должны сопровождаться образованием значительных количеств дейтерия. В этой связи следует отметить, что если содержание дейтерия в космическом водороде такое же, как в земном, то дейтон должен быть одним из самых распространенных ядер. Распространенность дейтерия оказалась бы в этом случае близкой к распространенности железа, что было бы сильным доводом в пользу роли процессов холодного ускорения. Если удастся определить космическую распространенность дейтерия, это сильно поможет выяснению роли холодных и термоядерных процессов в происхождении химических элементов.

Лабораторные опыты по проблеме управляемых термоядерных реакций показали, что гораздо легче получить ядерную реакцию, происходящую от холодного ускорения, чем истинную термоядерную реакцию. Этот результат может иметь некоторую аналогию и в теории происхождения элементов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы видим, что оказывается возможным объяснить образование всех химических элементов из водорода процессами, качественно не отличающимися от тех, какие происходят и в настоящее время в известных нам звездах. Это, несомненно, большой шаг вперед в сравнении с теориями, оперировавшими произвольными гипотезами о дозвездном состоянии вещества.

Есть еще ряд трудностей и нерешенных вопросов. Ничего еще нельзя сказать о происхождении исходного водорода. Не вполне ясна конечная судьба звезд по окончании всех ядерных процессов. Такими «трупами» звезд являются белые карлики, но не доказано, что число их достаточно.

Хорошей проверкой теории непрерывного образования элементов должно быть сравнение химического состава старых и молодых звезд. Установлено, что в звездах сферической составляющей тяжелых элементов гораздо меньше, чем в звездах плоской составляющей. Но сравнение химического состава молодых и старых звезд плоской составляющей не дает столь же однозначных результатов. Это приводит многих астрофизиков к выводу, что на ранних стадиях развития Галактики процессы синтеза ядер хотя и были качественно такими же, как теперь, но протекали более интенсивно.

Не могут считаться окончательно решенными вопросы об объяснении скандиевого провала, железного максимума, происхождения дейтерия, лития, бериллия, бора и обоеденных ядер.

Все эти вопросы требуют дальнейшего развития и усовершенствования теории. Но важно то, что теория происхождения элементов пришла в контакт с данными наблюдательной астрофизики и с теорией эволюции звезд. Теория начинает уже связывать процессы образования элементов с определенными стадиями звездной эволюции и с конкретными, реально наблюдаемыми типами звезд. В этой опоре на реальные факты—залог конечного успеха теории.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Фесенков, Современные представления о вселенной. Изд. АН СССР, М.—Л., 1949, стр. 125.
2. H. E. Suess and H. C. Urey, *Revs. Mod. Phys.* **28**, 53 (1956). УФН, **62**, 401 (1957).
3. Д. А. Франк-Каменецкий, *Астр. журн.* **32**, 139, 326 (1955); УФН **58**, 415 (1956).
4. Д. А. Франк-Каменецкий, *Астр. журн.* **31**, 327 (1954).
5. Д. А. Франк-Каменецкий, *ДАН СССР* **104**, 30 (1955).
6. W. M. Elsasser, *Journ. de phys. et radium* **4**, 549 (1933); **5**, 389, 635 (1934); M. G. Mayer, *Phys. Rev.* **74**; 235 (1948).
7. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 434 (1939).
8. G. J. Pockrowski, *Physikalische Zeitschrift* **32**, 374 (1931).
9. O. Klein, *Revs. Mod. Phys.* **21**, 531 (1949).
10. G. Beskow, L. Treffenberg, *Arkiv Mat., Astron., Fysik* **34A**, № 13, 17 (1947).
11. F. Hoyle, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **106**, 343 (1946); **108**, 372 (1948); *Astrophys. Journ., Supplement series* **1**, № 5, (1954), *Proc. Phys. Soc.* **59**, 972 (1947).
12. Дж. Подоланский и Д. Тер-Хаяр, русск. пер. в сборн. «Ядерные процессы в звездах», ИЛ, М., 1957, стр. 15.
13. R. A. Alpher and R. C. Herman, *Revs. Mod. Phys.* **22**, 153, 406 (1950).
14. D. Ter-Haar, *Revs. Mod. Phys.* **22**, 119 (1950).
15. А. Н. Сосновский, П. Е. Спивак, Ю. А. Прокофьев, И. Е. Кутиков, Ю. П. Добрынин, *ЖЭТФ* **35**, 1059 (1958).
16. W. Baade, *Astrophys. Journ.* **100**, 137 (1944).
17. Б. В. Букаркин, Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат, М., 1949.
18. П. П. Паренаго, Доклад на X Международном астрономическом съезде, август 1958.
19. A. R. Sandage, *Astronom. Journ.* **58**, 61 (1953).
20. F. Hoyle and M. Schwarzschild, *Astrophys. J., Supplement series* **2**, N 13 (1955).
21. C. B. Haselgrove and F. Hoyle, *Monthly Notices Roy. Astr. Soc.* **116**, 515 (1956).
22. E. E. Salpeter, *Revs. Mod. Phys.* **29**, 244 (1957).
23. S. Hayakawa, C. Hayashi, M. Imoto, K. Kikuchi, *Progr. Theor. Phys. (Japan)* **16**, 507 (1956).
24. K. Nakagawa, T. Ohmura, H. Takebe, S. Obi, *Progr. Theor. Phys. (Japan)* **16**, 389 (1956).
25. C. W. Cook, W. A. Fowler, C. Lauritsen and T. Lauritsen, *Phys. Rev.* **107**, 508 (1957).
26. A. G. W. Cameron, *Phys. Rev.* **93**, 932 (1954), *Astrophys. Journ.* **121**, 144 (1955).
27. J. Greenstein, in *Modern Physics for the Engineer*, edited by L. Ride-nour, McGraw Hill, N. Y., 1954, p. 267.
28. P. W. Merrill, *Astrophys. Journ.* **116**, 21 (1952).
29. L. B. Borst, *Phys. Rev.* **78**, 807 (1950).
30. G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy and W. A. Fowler, *Phys. Rev.* **103**, 1145 (1956).
31. П. Э. Немировский, Доклад на X Международном астрономическом съезде, август 1958.
32. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle, *Revs. Mod. Phys.* **29**, 537 (1957).
33. A. G. W. Cameron, *Ann. Rev. Nuc. Sci.* **8**, 299 (1958).
34. D. J. Hughes and R. B. Schwartz, *Neutron Cross Sections*, Brookhaven Nat. Lab., Upton, N. Y., July 1, 1958.
35. Д. А. Франк-Каменецкий, Доклад на X Международном астрономическом съезде, август 1958.