

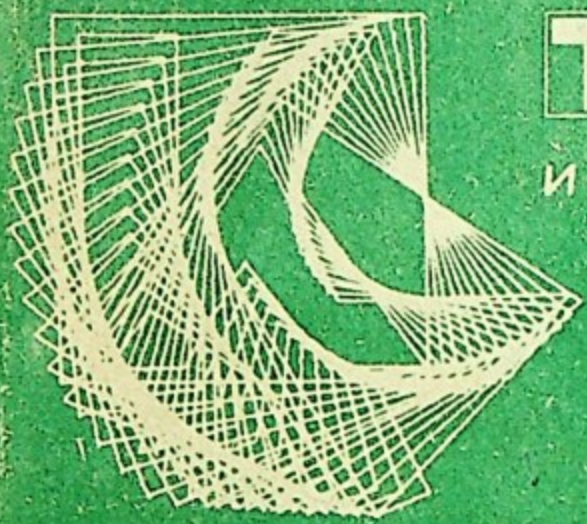
32  
187

**ИФФ**

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

**К**

Б. И. Лучков, А. Ф. Июдин



ФАКУЛЬТЕТ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

# ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

Москва 1986

52

Л87

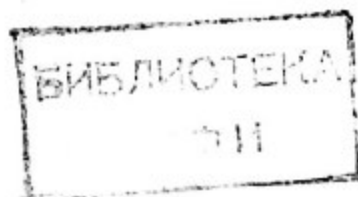
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР  
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

Б.И.Лучков, А.Ф.Июдин

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

Утверждено  
редсоветом института  
в качестве учебного пособия



50

Москва 1986

523(075):539.1(075)

УДК 523:539.1

Лучков Б.И., Июдин А.Ф. Ядерная астрофизика. - 2-е изд., испр. и доп. - М.: МИФИ, 1986. - 88с.

В пособии рассматривается энергетика и различные модели звезд. На примере Солнца подробно разбираются теория и методы проверки существования термоядерных циклов в звездах. Достаточно подробно рассматриваются этапы эволюции звезд и эволюция вещества во Вселенной.

Учебное пособие представляет собой часть курса лекций "Ядерная астрофизика" и рассчитано на студентов физических факультетов, аспирантов и инженеров, интересующихся проблемами ядерной астрофизики.

Рецензенты: Ю.И.Стожков, О.Ф.Прилуцкий

И50-1.  
Ч.З. об.к - 2  
Уч.р. 40.

© Московский инженерно-физический институт, 1980 г.

## 1. ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ

За счет чего излучают звезды? Этот вопрос, поставленный сразу же после открытия закона сохранения энергии, долго оставался без ответа. Проблему источника "звездной" энергии решали, в первую очередь, применительно к Солнцу — ближайшей к нам звезде, основные характеристики которой хорошо известны (табл. 1).

Таблица 1

Основные характеристики Солнца

Характеристика	Величина
Масса ( $M_c$ )	$2 \cdot 10^{33}$ г
Радиус ( $R_c$ )	$7 \cdot 10^{10}$ см
Светимость ( $L_c$ )	$4 \cdot 10^{33}$ эрг/с
Возраст ( $\tau_c$ )	$4,5 \cdot 10^9$ лет
Температура поверхности ( $T_n$ )	$6 \cdot 10^3$ К
Температура в центре ( $T_u$ )	$1,3 \cdot 10^7$ К
Средняя плотность ( $\bar{\rho}$ )	$1,5$ г/см <sup>3</sup>
Плотность в центре ( $\rho_u$ )	$150$ г/см <sup>3</sup>

В то время как полная энергия, излучаемая Солнцем в окружающее пространство, очень велика, удельное энерговыделение солнечного вещества оказывается ничтожно малым:  $\epsilon_c = L_c/M_c = 2$  эрг/(с·г). Даже биологические объекты в процессе обмена веществ обладают в 100 раз большим удельным энерговыделением. По удельному энерговыделению Солнце можно сравнить разве что с кучей преющих листьев. Столь малая величина  $\epsilon_c$  связана с тем, что энергия выделяется не во всей массе Солнца, а в его небольшой центральной части.

Многие крупные физики искали решение проблемы происхождения солнечной энергии.

Мейер считал, что источником энергии Солнца может быть падение метеоритов на его поверхность. В наше время, когда хорошо известна плотность метеоритных потоков в солнечной системе, стало очевидным, что этот источник крайне мал и совершенно недостаточен для объяснения солнечной светимости.

Гельмгольд и Кельвин видели возможность объяснения излучения Солнца и звезд в их гравитационном сжатии. Можно, однако, показать, что "гравитационный источник" не согласуется с солнечными характеристиками, в частности, с тем фактом, известным из геологических данных и из истории развития жизни, что на протяжении всего существования Земли светимость Солнца оставалась приблизительно неизменной.

В самом деле, энергия, выделившаяся на 1 г солнечного вещества в результате сжатия Солнца из первичного газового облака (бесконечного радиуса) до современного размера, равна

$$E_{gp} = \frac{GM_c}{R_c} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ эрг/г}, \quad (1)$$

где  $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{с}^2)$  — гравитационная постоянная. Тогда возраст Солнца, "живущего" за счет гравитационного сжатия, должен быть

$$t_{gp} = \frac{E_{gp}}{\epsilon_c} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ лет}, \quad (2)$$

что в 100 раз меньше его действительного возраста. Гравитационного источника энергии явно недостаточно для того, чтобы солнечная светимость оставалась постоянной на протяжении 5 миллиардов лет.

Однако гравитационный источник дает необходимое первичное сжатие и разогрев, превращающие газовое облако в звезду. Покажем это, воспользовавшись теоремой вириала, согласно которой в замкнутой системе (например, в гравитационно связанном газовом облаке, превращающемся в протозвезду) средние кинетическая  $E_{кин}$  и потенциальная  $E_{пот}$  энергии соотносятся следующим образом:

$$2 E_{кин} + E_{пот} = 0. \quad (3)$$

Полную энергию системы тогда можно выразить:

$$E_{полн} = E_{кин} + E_{пот} = -E_{кин} = E_{пот} / 2. \quad (4)$$

Так как из-за постоянного излучения протозвезды ее полная энергия убывает, из (4) следует, что должны уменьшаться также  $-E_{кин}$  и  $E_{пот}$ :

$$E_{кин} = \frac{3}{2} k \bar{T} (N_p + N_e); \quad (5)$$

$$E_{пот} = -GM^2/R, \quad (6)$$

где  $\bar{T}$  – средняя температура звезды;  $M$  и  $R$  – ее масса и радиус;  $N_p$  и  $N_e$  – числа протонов и электронов в звезде,  $k$  – постоянная Больцмана. Уменьшение  $-E_{кин}$  и  $E_{пот}$ , согласно (5) и (6), означает возрастание температуры и уменьшение радиуса, т.е. одновременное сжатие и разогрев протозвезды. Подставив в (5) и (6) параметры Солнца и записав  $N_p = N_e \approx M_c/m_p$  ( $m_p$  – масса протона), получим значение средней солнечной температуры  $\bar{T}_c = 4 \cdot 10^6$  К, что не так далеко от действительности. На самом деле температура поверхности Солнца составляет  $6 \cdot 10^3$  К, а в центре равна  $1,3 \cdot 10^7$  К, т.е. средняя величина оказывается близкой к полученному значению  $\bar{T}_c$ .

Эддингтон в двадцатых годах нашего века полагал, что Солнце светит за счет аннигиляции солнечного вещества, происходящей при высоких температурах его недр. В этом случае аннигиляционные энергии и возраст Солнца соответственно равны:

$$E_{ан} = \frac{M_c c^2}{M_c} = 9 \cdot 10^{20} \text{ эрг/г}; \quad t_{ан} = \frac{E_{ан}}{\epsilon_c} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ лет}. \quad (7)$$

Хотя последняя величина не вступает в противоречие с истинным возрастом Солнца  $\tau_c$ , сейчас мы знаем, что аннигиляционного источника энергии в Солнце нет. Это, в частности, следует из того, что реакция  $p + e^- \rightarrow 2\gamma$  запрещена законами сохранения барионного и лептонного зарядов, а экспериментальная проверка дала для времени жизни протона величину  $\tau_p \geq 10^{30}$  лет. Приблизительно в то же время Джинс находил источник солнечной энергии в  $\alpha$ -распаде и гипотетических реакциях развала ядер. Сейчас известно, что они играют ничтожную роль, так как доля таких ядер на Солнце чрезвычайно мала. В основном Солнце состоит из водорода и гелия.

При ошибочности конкретных процессов, ответственных за энерговыделение звезд, работы Эддингтона и Джинса были

крайне важны и совершенно правильны в том отношении, что источник звездной энергии они искали во внутриядерной энергии. Именно на этом пути и был найден правильный ответ.

Последовательно работами Аткинсона и Хаутерманса, Гамова, Теллера, Эпика, Вайцзеккера и Бете было показано, что энергия звезд выделяется за счет термоядерных реакций синтеза легких ядер.

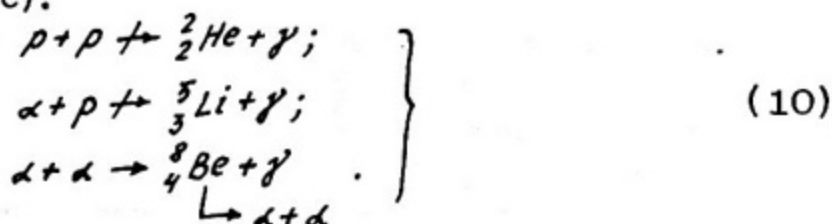
Из ядерной физики известно, что ядра группы железа наиболее устойчивы, так как обладают наибольшей удельной энергией связи. Дефект масс, например, для ядра  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  составляет

$$\delta = \frac{\Delta m}{m} = \frac{56m_p - M({}^{56}\text{Fe})}{56m_p} \approx 8 \cdot 10^{-3} \quad (8)$$

“Термоядерные” энергия и возраст Солнца будут в таком случае равны

$$E_{\text{ТЯ}} = \delta c^2 \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ эрг/г}; \quad t_{\text{ТЯ}} = \frac{E_{\text{ТЯ}}}{\dot{E}_c} = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ лет.} \quad (9)$$

Какие термоядерные реакции протекают в Солнце и других звездах, зависит от их состава. В табл. 2 приведен состав Солнца. На Солнце нет в заметном количестве дейтерия и трития и, следовательно, не происходят реакции синтеза изотопов водорода, столь удобные для осуществления искусственного управляемого термоядерного синтеза. Основную массу солнечного вещества образуют обычный водород и гелий. Прямые реакции синтеза этих ядер не идут из-за отсутствия в природе изотопов  ${}^2_2\text{He}$  и  ${}^5_3\text{Li}$  и из-за неустойчивости ядра  ${}^8_4\text{Be}$  (время жизни  $10^{-16}$  с):



Основная идея звездного термоядерного синтеза, высказанная Аткинсоном и Хаутермансом еще в 1929 г., состоит в объединении четырех протонов в ядро гелия, которое в согласии с законом сохранения электрического заряда можно записать:



Энергия реакции  $Q = 4m_p - m_{\alpha} - 2m_e = 26,8 \text{ МэВ}$ .

Таблица 2  
Состав солнечного вещества

Элемент	Доля (%)	
	по числу ядер	по весу
Водород ( ${}^1_1\text{H}$ )	91	73
Гелий ( ${}^4_2\text{He}$ )	8	25
Углерод, азот, кислород ( ${}^{12}_6\text{C}$ , ${}^{14}_7\text{N}$ , ${}^{16}_8\text{O}$ )	~ 1	~ 2
Дейтерий ( ${}^2_1\text{H}$ )	$< 10^{-4}$	

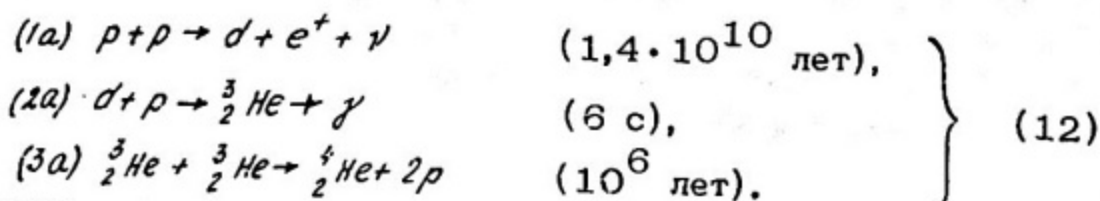
Удельная теплоемкость такого термоядерного топлива  $q = Q/N_p = 6,7$  МэВ/нукл, что превышает теплоемкость уранового горючего в 8 раз, а лучшего химического (например, нефти) — в миллионы раз.

## 2. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ЦИКЛЫ

Конкретное выражение для реакций термоядерного синтеза в звездах было найдено Бете. Для осуществления превращения (11) необходимо последовательное проведение целой серии экзоэнергетических реакций, получивших название термоядерных циклов. Существует два термоядерных цикла, в которых участвуют разные ядра, но конечный результат оказывается одним и тем же.

### 2.1. Протон-протонный цикл\*

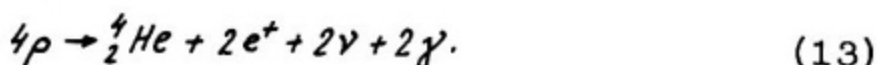
Основная ветвь  $pp$ -цикла состоит из трех последовательно протекающих реакций:



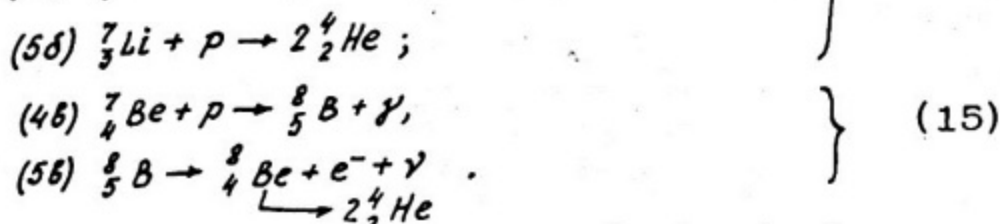
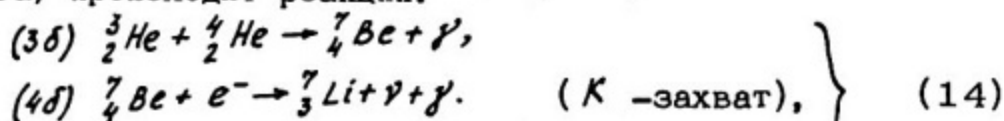
\* Бете, Кричфилд (1938 г.); Фаулер, Шацман (1951 г.).

Справа от схемы реакции указано среднее время ее протекания  $t_{pe}$ , т.е. время, через которое одно выбранное ядро взаимодействует указанным образом при условиях, существующих в центральной области Солнца. Узким местом цикла (12) является реакция (1а) – так называемый индуцированный  $\beta$ -распад протона при столкновении с другим протоном, в результате чего образуется дейтрон. Эта реакция, расчетное сечение которой составляет  $\sim 10^{-47}$  см<sup>2</sup>, еще не наблюдалась в лабораторных условиях.

Если подвести итог  $pp$ -цикла (12), для чего надо дважды взять реакции (1а) и (2а) и один раз реакцию (3а), то получится



Главное в этом результате – объединение четырех протонов в ядро гелия – совпадает с предсказанным в (11). Новое здесь – появление двух нейтрино (что вытекает из закона сохранения лептонного заряда), уносящих  $\sim 1\%$  выделяющейся энергии, и двух  $\gamma$ -квантов, энергия которых входит в энергию реакции  $Q$ . Помимо основной в  $pp$ -цикле идут две побочные ветви, но с вероятностью в 10 – 100 раз меньшей. В побочных ветвях вместо (3а) происходят реакции:

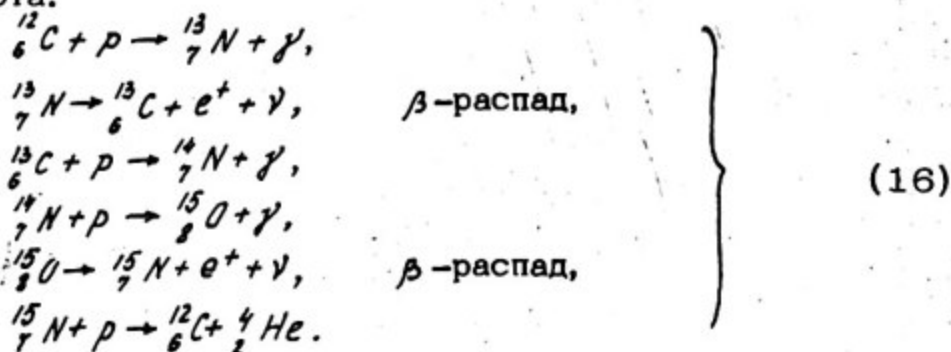


Итог  $pp$ -цикла для побочных ветвей (14) и (15) остается таким же, как и для основного цикла (12). Отличие заключается лишь в том, что возникают более энергичные нейтрино, уносящие в среднем 4% энергии реакции. Максимальная энергия нейтрино от распада  ${}^8_5\text{B}$  равна 14 МэВ.

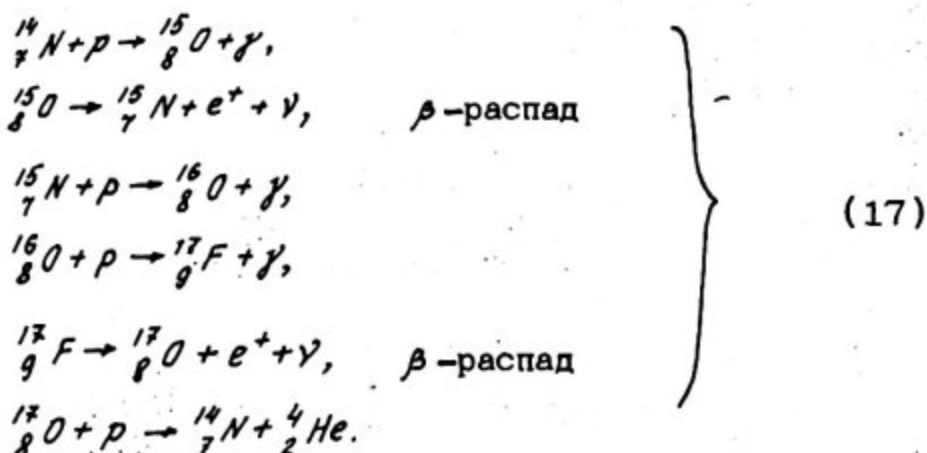
В результате реакций (12) – (15) водород, "сгорающий", превращается в "золу" – гелий  ${}^4_2\text{He}$ , а ядра  $d$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^7_4\text{Be}$ ,  ${}^7_3\text{Li}$  и  ${}^8_5\text{B}$  служат промежуточными продуктами, образующимися и вновь "сгорающими" в течение одного цикла, т.е. их количество не изменяется.

## 2.2. Углеродно-азотный цикл\*

Реакции  $CN$ -цикла протекают с участием изотопов углерода и азота:



Итог  $CN$ -цикла качественно совпадает с итогом  $pp$ -цикла; количественное различие связано с разными энергиями, уносимыми нейтрино. Ядра  ${}^{12}_6\text{C}$ , число которых не изменяется за цикл, служат своеобразным ядерным катализатором, осуществляющим процесс синтеза. Подобным же катализатором может быть и ядро  ${}^{14}_7\text{N}$ . В этом случае цепочка реакций, которую можно было бы назвать  $NO$ -циклом, имеет вид:



Из-за большой высоты кулоновского барьера при одинаковых условиях в звезде вероятность  $NO$ -цикла заметно меньше, чем  $CN$ -цикла.

Какой из термоядерных циклов происходит в той или иной звезде, зависит от ее температуры и состава. Удельные выходы энергии для  $pp$ - и  $CN$ -циклов в зависимости от параметров звезды можно выразить следующим образом:

\*Бете (1939 г.).

$$E_{pp} = 10^{-5} \rho X^2 T^4, \quad (18)$$

$$E_{CN} = 3,5 \cdot 10^{-17} \rho X Z T^{15}, \quad (19)$$

где  $\rho$  – плотность;  $T$  – температура недр звезды в миллионах градусов;  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  – доли водорода, гелия и ядер  $C$ ,  $N$ ,  $O$ .

Температурная зависимость  $\mathcal{E}$  показана на рис. 1. Из него и формул (18) – (19) следует, что зависимость  $\mathcal{E}$  от температуры очень сильна, особенно в случае  $CN$ -цикла ( $T^{15}$ ). В соответствии с приведенными зависимостями на Солнце и в звездах, схожих с Солнцем по массе и спектральному индексу (в красных и желтых карликах), преобладает  $pp$ -цикл. В более массивных и ярких звездах (белые и голубые гиганты, примером которых может служить Сирус) основным является  $CN$ -цикл.

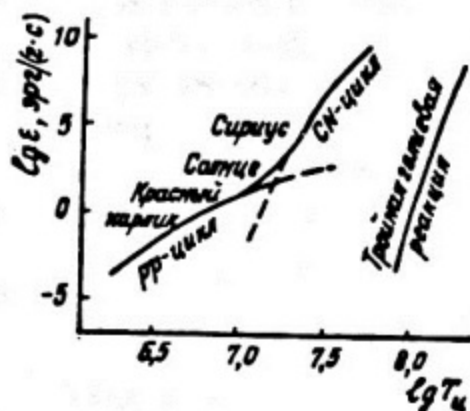


Рис. 1. Температурная зависимость удельного энерговыделения в звездных термоядерных циклах

### 3. ПРОВЕРКА ЗВЕЗДНЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ЦИКЛОВ

Приведенные реакции термоядерных циклов удовлетворяют условию длительного, в течение миллиардов лет, существования звезд. Что может еще подтвердить реальность их термоядерного "горения"?

В настоящее время известны три способа проверки звездных термоядерных циклов: по изотопному составу звезд, по звездным моделям и путем прямого зондирования Солнца с помощью нейтрино. Рассмотрим первые два способа проверки.

### 3.1. Изотопный состав легких элементов в звездах

Очевидно, что термоядерные реакции (12), (14) – (16) приводят к некоторому установившемуся обилию ядер, участвующих в реакциях, главным образом изотопов водорода ( $p, d$ ), углерода ( $^{12}C, ^{13}C$ ) и азота ( $^{14}N, ^{15}N$ ). Установившееся обилие какого-либо изотопа определяется временем  $t_{pe}$  той реакции, в которой "сгорает" данный изотоп и которая, следовательно, устанавливает его среднее время жизни. Так, для дейтерия среднее время жизни, определяемое реакцией (2а), составляет  $\sim 6$  с. Это время слишком мало для того, чтобы дейтерий мог выйти из активной зоны, расположенной в центре звезды, и попасть на поверхность, где следы его можно было бы увидеть. И действительно, в излучениях звезд (и даже Солнца) линий дейтерия не обнаружено. Специальные исследования, проведенные с помощью телескопа на борту высотного аэростата, дали лишь верхний предел отношения количества ядер дейтерия и обычного водорода на Солнце:  $(d/p)_c \lesssim 10^{-6}$ . На Земле  $(d/p)_z = 1,5 \cdot 10^{-4}$ . Этот факт свидетельствует в пользу термоядерного  $p-p$ -цикла на Солнце. Первичный же дейтерий, обилие которого в Солнце должно было быть таким же, как на Земле, давно уже выгорел, еще на стадии протосолнца при более низких температурах.

Более веские подтверждения можно получить, если обратиться к изотопам углерода и азота. В качестве примера рассмотрим результаты "машинного" эксперимента, в котором изучалось изменение изотопного состава вещества протосолнца после "включения" термоядерных реакций  $CN$ -цикла. Обилие водорода и гелия и соотношения между изотопами легких ядер брались равными земным:

$$\alpha_z = \frac{^{12}C}{^{13}C} = 90; \quad \beta_z = \frac{^{14}N}{^{15}N} = 270; \quad \gamma_z = \frac{^{14}N}{^{12}C} = 3.$$

Расчет показал, что изотопный состав вначале изменяется резко, но по прошествии  $10^8$  лет наступает равновесие, при котором относительные обилия изотопов составляют:  $\alpha = 4,3 \pm \pm 1,6$ ;  $\beta = 2800 \pm 1200$ ;  $\gamma = \frac{N^{14} + N^{15}}{C^{12} + C^{13}} = 21,8 \pm 10$ . Приведенные

ошибки отражают конечную статистику машинного расчета. Полученные значения  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  существенно отличаются от исходных земных и очень близки к тем, которые с помощью спектрального анализа определены для Солнца и некоторых

звезд. Например, на Солнце  $\rho_c = 2 \cdot 10^3$ , а на "углеродных" звездах (с повышенным обилием углерода)  $\alpha_{\text{C}} = 4,6$ .

Следует заметить, что изотопный состав легких ядер сильно варьирует от звезды к звезде. Кроме того, спектральный анализ дает сведения о составе поверхностного слоя звезды, который может не совпадать с составом центральной части звезды, где идут термоядерные реакции. Фактически так и происходит в маломассивных ( $M \lesssim M_{\odot}$ ) звездах, для которых теория предсказывает слабое перемешивание внутреннего вещества звезды. По этим причинам проверка термоядерных циклов по изотопному составу звезд, получаемому в результате спектрального анализа их излучения, является недостаточной.

### 3.2. Модели звезд

Знание источника энергии позволило уточнить звездные модели, с помощью которых сейчас рассчитываются внутренние параметры звезд и их эволюция (см. гл. 1У).

Создание модели звезды определенного типа представляет сложный "машинный" эксперимент, проводимый в несколько этапов, во время которых "обигрываются" разные варианты и выбирается самый оптимальный, наилучшим образом удовлетворяющий наблюдаемым параметрам звезды: массе, светимости, температуре поверхности, изотопному составу и т.д. Звезда разбивается на сферические слои, которые "обсчитываются" последовательно, начиная с поверхности и доходя до центра. Толщина элементарного слоя выбирается такой, чтобы в его пределах можно было считать параметры звезды неизменными. В каждом слое решается система уравнений, описывающих состояние и поведение вещества звезды. Расчеты существенно упрощаются, так как вещество звезды с хорошим приближением можно рассматривать как идеальный газ. Но даже с учетом этого обстоятельства система уравнений оказывается сложной и громоздкой. Она включает:

- уравнение состояния звезды (идеальный газ):

$$p = \frac{R_0 \rho T}{\mu}, \quad (20)$$

где  $p$  - давление;  $T$  - температура;  $\rho$  - плотность;  $\mu$  - средний молекулярный вес;  $R_0$  - газовая постоянная;

- уравнение гидростатического равновесия элементарного объема звезды:

$$\frac{dp(r)}{dr} = - \frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (21)$$

где  $M(r)$  - масса, заключенная внутри сферы радиуса  $r$ , которая находится из формулы

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r); \quad (22)$$

- уравнение теплового равновесия:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon; \quad (23)$$

где  $\epsilon$  - удельное энерговыделение вещества звезды;  $L(r)$  - мощность потока энергии, проходящего через сферу радиуса  $r$ ;

- уравнение лучистого переноса энергии:

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\kappa_r \rho L(r)}{4acT^3 4\pi r^2}, \quad (24)$$

где  $\kappa_r$  - коэффициент поглощения излучения;  $a$  - постоянная Стефана - Больцмана;  $c$  - скорость света;

- уравнение конвективного переноса энергии:

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{\rho} \frac{d\rho}{dr}, \quad (25)$$

где  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ , равная в случае ионизованного газа 5/3.

Нужный вид переноса энергии находится путем "обыгрывания" разных вариантов звезды. Если лучистого переноса оказывается недостаточно для передачи энергии из недр в лежащие выше слои, "включается" конвективный перенос. В частности, это приводит к необходимости введения многозонных моделей, в которых разные слои звезды передают энергию разными способами.

В результате решения системы (20) - (25) для всех слоев, дополненной граничными условиями, получаются многопараметрические функциональные зависимости давления, коэффициента поглощения и удельного энерговыделения от плотности, состава и температуры звезды:

$$\begin{aligned} \rho &= f_1(\rho, T, X, Y, Z); \\ \kappa_1 &= f_2(\rho, T, X, Y, Z); \\ \varepsilon &= f_3(\rho, T, X, Y, Z), \end{aligned} \quad (26)$$

а также зависимости давления  $\rho(r)$ , температуры  $T(r)$  и состава  $X, Y, Z$  от радиуса. Удельное энерговыделение  $\varepsilon$  берется из известных реакций термоядерных циклов.

Удовлетворительной звездной моделью считается такая, которая по известным из ядерной физики зависимостям  $\varepsilon(T)$  получает правильные наблюдательные характеристики звезды. Возможность такого получения и описания эволюционного пути звезды, несомненно, служит доказательством реальности звездных термоядерных циклов. В частности, из (20) – (23) можно получить выражение для светимости звезды:

$$L = \frac{16\pi^2 \alpha G^4 \mu^4 M^3}{9R_0^4 \kappa_1}. \quad (27)$$

Важно отметить, что светимость не зависит от радиуса звезды, она обратно пропорциональна коэффициенту поглощения  $\kappa_1$  и сильно, как  $M^3$ , растет с увеличением массы звезды. Таким образом, светимость, в первую очередь, определяется массой звезды. Массивные звезды, интенсивно излучая, быстро теряют запасы энергии и проходят свой эволюционный путь намного быстрее, чем звезды малой массы.

Формулу (27) удобно преобразовать, выразив светимость звезды через солнечные массу и светимость:

$$\frac{L}{L_c} = 10^3 \frac{\mu^4}{\kappa_1} \left( \frac{M}{M_c} \right)^3. \quad (28)$$

В настоящее время созданы модели различных типов звезд от красных гигантов до белых карликов.

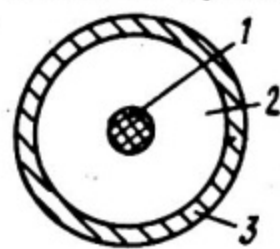


Рис. 2. Схема трехзонной модели Солнца

Стандартная модель Солнца. Рассмотрим модель Солнца, являющегося рядовой звездой сравнительно малой массы и спектрального класса G-2. По своему внутреннему строению Солнце можно приближенно представить состоящим из трех зон, отличающихся условиями существования вещества и переноса энергии (рис. 2).

Внутренняя зона (1) составляет малую часть звезды ( $R_1 = 10^{-2} R_c$ ), где темпе-

ратура равна  $13 - 15 \cdot 10^6$  К, а давление составляет  $10^9$  атм. Именно здесь протекают термоядерные реакции  $p-p$ -цикла и происходит выделение энергии. Кинетическая энергия продуктов реакций быстро переходит в излучение и тепловой нагрев вещества, которое при такой температуре представляет собой полностью ионизированную плазму с плотностью  $\sim 150$  г/см<sup>3</sup>. Перенос энергии осуществляется путем слабой (так называемой перестабильзированной) конвекции, в результате которой отдельные части плазмы испытывают относительно небольшие радиальные колебания.

Статическая радиационная зона (2) охватывает большую часть звезды (от  $R_1$  до  $R_2 = 0,7 R_c$ ). Температура плавно убывает по радиусу от  $10^7$  до  $10^6$  К на внешней границе зоны. Тепловое излучение при такой температуре сосредоточено в основном в области рентгеновского излучения, средняя длина свободного пробега квантов которого составляет

$$l = \frac{c^2}{\rho \kappa_1} \approx 1 \text{ мм.} \quad (29)$$

Перенос энергии происходит в результате многократных актов поглощения и переизлучения рентгеновских квантов. Диффузия энергии от центра к поверхности занимает  $10^6 - 10^7$  лет. Перенос энергии был бы более быстрым, если бы происходило перемешивание солнечных недр, но этого не происходит, в частности, из-за малой скорости вращения Солнца, период которого составляет 25 дней.

Внешняя конвективная зона (3) сравнительно небольшая, в ней сосредоточено 2% солнечной массы. В пределах внешней зоны резко изменяются как температура (от  $10^6$  до  $6 \cdot 10^3$  К на поверхности), так и плотность (от  $10^{-2}$  до  $2 \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>). Это зона активной конвекции - солнечное вещество как бы кипит. Наружную сторону конвективной зоны (фотосферу) можно наблюдать. Над ней располагается еще более разреженная солнечная атмосфера, в которой различают хромосферу ( $\bar{\rho}_{xp} = 3 \cdot 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup>) и корону ( $\bar{\rho}_k = 10^{-15}$  г/см<sup>3</sup>), имеющие сложные профили температуры и давления.

Стандартная модель Солнца позволяет получить его внутренние параметры и может быть использована при различных расчетах, например при расчете потока солнечных нейтрино.

Поскольку звездные модели дают правильные значения наблюдаемых характеристик звезд, косвенным образом они подтверждают протекание термоядерных процессов в звездах. Однако это свидетельство не только косвенное, но и условное, так как зависит от принятых предположений, связанных с неизбежными идеализациями модели. Параметры вещества внутри звезды известны пока недостаточно полно. Таким образом, и этот способ проверки термоядерных реакций в звездах не может служить веским их доказательством, а тем более способом изучения этих реакций в условиях звездных недр. Такое доказательство может быть получено только с помощью прямого "свидетеля", на роль которого сейчас претендует поток солнечных нейтрино.

---

1. МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Поскольку в каждом термоядерном цикле образуются два нейтрино и выделяется энергия  $Q$  [см. (13)], полный поток нейтрино от Солнца прямым образом связан с солнечной светимостью и легко может быть подсчитан:

$$I_{\nu} = \frac{2L_{\odot}}{Q \cdot 4\pi R^2} \approx 7 \cdot 10^{10} \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с}), \quad (30)$$

где  $R = 1,5 \cdot 10^{13}$  см - одна астрономическая единица (а.е.), равная среднему радиусу земной орбиты.

Зная потоки и среднюю энергию солнечных нейтрино ( $\bar{E}_{\nu} \approx 1$  МэВ), можно вычислить нейтринную светимость Солнца:

$$L_{\nu} = 2 \cdot 10^{38} \nu / \text{с} = 10^{32} \text{ эрг/с} . \quad (31)$$

Поток солнечных нейтрино в тысячу раз меньше потока антинейтрино вблизи атомного реактора средней мощности, например такого, на котором был проведен классический эксперимент Райнеса - Коуэна по прямой регистрации антинейтрино в реакции на водороде

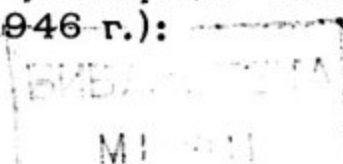


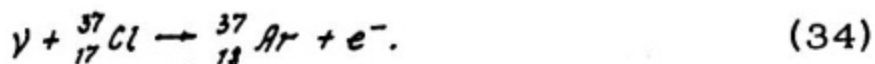
Так как сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино с веществом примерно одинаковы, то детектор солнечных нейтрино должен содержать в  $10^3$  раз больше вещества. На современном экспериментальном уровне это не кажется слишком сложным делом. Реакция регистрации нейтрино



аналогичная (32), не может быть использована из-за невозможности создать мишень, состоящую из свободных нейтронов. На ядрах же реакция (33) сильно подавлена в результате действия принципа Паули.

Удобная реакция для регистрации нейтрино была предложена Б.М.Понтекорво (1946 г.):





Образующийся радиоактивный  ${}^{37}\text{Ar}$  имеет период полураспада  $\tau_{1/2} = 35,1$  сут и энергию распада  $Q_{\text{рас}} = 3$  кэВ, достаточную для надежной регистрации каждого случая распада. Образующиеся при  $\beta$ -распаде (или  $K$ -захвате) фотоны и оже-электроны могут быть зарегистрированы обычными счетчиками ионизирующих излучений. Однако реакция (34), будучи эндоэнергетической, обладает довольно высоким порогом  $E_{\text{порог}} = 0,81$  МэВ, что приводит к регистрации только небольшой части солнечных нейтрино. Это является главным недостатком метода Понтекорво.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ ДЭВИСА

Регистрация солнечных нейтрино на Земле с помощью хлорного детектора была проведена группой американских физиков во главе с профессором Р.Дэвисом (1964 – 1978 гг., Брукхейвенская Национальная лаборатория, США). Основной целью эксперимента было подтверждение термоядерного источника энергии Солнца и определение опытным путем параметров солнечных недр для сравнения со стандартной моделью Солнца.

Аргон, образующийся при взаимодействии нейтрино с хлором в реакции (34), может быть выделен химическими и физическими методами и количество его точно подсчитано методом радиоактивного анализа. При известной массе изотопа  ${}^{37}\text{Cl}$  в мишени детектора и известном из теории сечении взаимодействия нейтрино количество атомов, измеренных в детекторе, определит поток  $I_{\nu}$ .

О каком же количестве атомов  ${}^{37}\text{Ar}$  идет речь? Его можно узнать из уравнения баланса:

$$\frac{dN_{\text{Ar}}}{dt} = B + b - \frac{N_{\text{Ar}} \ln 2}{\tau_{1/2}}, \quad (35)$$

где  $B = M_0 \sum_i \int_{E_{\text{порог}}}^{\infty} I_{\nu_i} \sigma_i dE$  – скорость образования аргона в (34)

( $i$  – тип нейтрино:  $\nu_{pp}$ ,  $\nu_{ppe}$  и т.д.;  $M_0$  – количество атомов  ${}^{37}\text{Cl}$ );  $b$  – скорость образования аргона в фоновых реакциях, идущих, например, под действием космических лучей. Из анализа (35) следует, что сначала  $N_{\text{Ar}}$  растет со временем ли-

нейно, затем рост замедляется, и  $N_{Ar}$  стремится к пределу

$$N_{Ar}(t \rightarrow \infty) = \frac{(B+b)\tau_{1/2}}{\ln 2} \quad (36)$$

Практически асимптотика достигается уже при  $t = 3\tau_{1/2}$ , что определяет время экспозиции хлорного детектора в 3 - 4 месяца. Для  $M_0 = 2 \cdot 10^{30}$  и в отсутствие фона число атомов аргона составит 60. Они будут растворены в огромной массе ( $\sim 10^{31}$ !) атомов детектора. Необходимая для их извлечения и отождествления избирательность детектора должна быть на уровне  $N_{Ar}/M_0 \approx 10^{-28}$ !!! Именно такая фантастическая чувствительность детектора была достигнута в установке Дэвиса благодаря сочетанию физико-химических и ядерно-физических методов выделения.

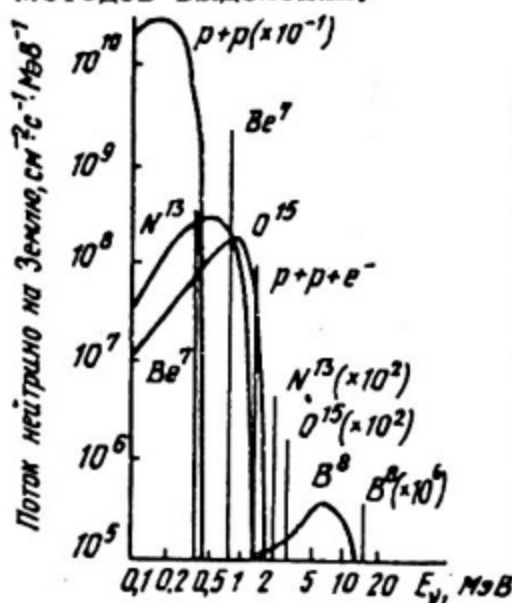


Рис. 3. Энергетические спектры солнечных нейтрино

Какие же нейтрино из солнечного потока регистрируются в установке? Насколько объективно аргонный детектор сообщает о составе и интенсивности солнечных нейтрино? Оказывается, крайне необъективно, и виной тому порог реакции  $E_{упор}$  и резкая зависимость от энергии сечения вблизи порога:  $\sigma_{\nu} \sim (E_{\nu} - E_{упор})^2$ . В результате детектор "сообщает" только о малой, высокоэнергичной части нейтрино. Расчетные значения скоростей счета для парциальных потоков нейтрино, образуемых в реакциях  $pp$ - и  $CN$ -циклов, приведены в табл. 3.

Энергетические спектры нейтрино, возникающих в реакциях  $pp$ - и  $CN$ -циклов показаны на рис. 3. Нейтрино, возникающие в основополагающей реакции (1а) и составляющие 94% всех нейтрино от Солнца, оказались "за бортом" хлорного детектора. Главный вклад в его счет (76%) дают нейтрино от распада  $\frac{8}{5}B$ , образуемого в побочной ветви  $pp$ -цикла [см. (15)]. Столь "субъективный" характер хлорного детектора определяет и все те трудности, которые возникли с получением результата в эксперименте Дэвиса и его объяснением.

Полная скорость счета хлорного детектора, рассчитанная в рамках стандартной модели солнца, составляет

$$r = I_{\nu} \sigma_{\nu} = 7,8 \pm 1,5 \text{ sne}, \quad (37)$$

где sne (солнечная нейтринная единица) =  $10^{-36}$  атом  $^{37}\text{Ar}$  / (атом  $^{37}\text{Cl} \cdot \text{с}$ ). Предполагаемая относительная ошибка величины, возникающая из-за неточностей расчета нейтринных сечений, оценивается в 20%.

Таблица 3  
Состав потока солнечных нейтрино и счет хлорного детектора

Тип нейтрино	Энергия $E_{\nu}$ , МэВ	Доля в общем потоке, %	Счет детектора		
			%	sne	
CN-цикл $pp$ -цикл	$pp$	95	0	0	
	$ppe$	0,3	4,5	0,2	
	$^7\text{Be}$	0 - 0,42	4,3	16	1
		0,86 (88%)			
	$^8\text{B}$	0 - 14	$5 \cdot 10^{-3}$	76	6,3
$^{15}\text{N}$ $^{15}\text{O}$	0 - 1,2	0,3	3,5	0,3	
	0 - 1,7				
По всем типам				7,8	

### 3. ХЛОРНЫЙ ДЕТЕКТОР

Схема установки приведена на рис. 4. Детектором-мишенью служит бак объемом  $400 \text{ м}^3$ , содержащий 610 т жидкого вещества - тетралорэтилена  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  (применяемого обычно в химчистке). Кроме того, в баке над жидкостью находится 2000 л гелия, к которому добавлено небольшое количество ( $10^{-2} \text{ см}^3$ ) нерадиоактивного  $^{36}\text{Ar}$ . Для уменьшения фона, создаваемого космическими лучами, установка размещена глубоко под землей, на нижнем этаже шахты бывшего золотого прииска в Южной Дакоте. Глубина шахты 1,5 км, что с учетом залегающих пород составляет 4400 м водного эквивалента. Создание и наладка установки происходили в течение 1964 - 1967 гг.

Для активного перемешивания газа с жидкостью имеется система трубок с насосом. Прокачка включается по окончании сеанса экспозиции. В результате перемешивания накопившийся в жидкости радиоактивный аргон переходит в газообраз-

ную фазу. Для его извлечения из газа служит вторая система прокачки, прогоняющая газ последовательно через конденсор и угольную ловушку. В конденсоре газ освобождается от паров  $C_2, CCl_4$ . Углем, охлажденным жидким азотом до температуры 77 К, аргон адсорбируется, в то время как гелий проходит дальше, поступая вновь в бак.

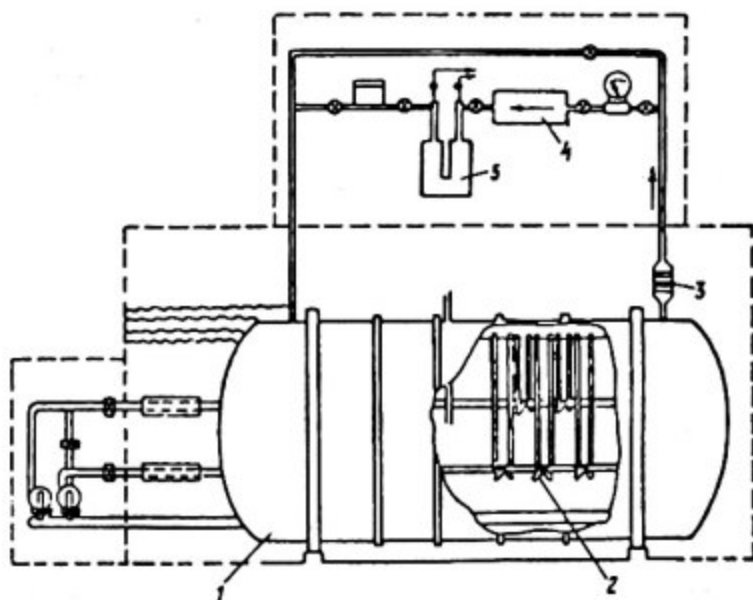


Рис. 4. Схема установки Дэвиса для регистрации солнечных нейтрино:

1 - бак с тетрачлорэтиленом; 2 система трубок для перемешивания; 3 - конденсор; 4 - "молекулярное сито"; 5 - угольная ловушка

После работы обеих систем прокачки в течение достаточного времени (порядка суток) угольная ловушка вынимается и переносится в соседнее помещение, где производится радиоактивационный анализ выделенного аргона, его дополнительная очистка от примесей криптона и ксенона, которые всегда в небольшом количестве присутствуют в баке и имеют радиоактивные изотопы. Очищенным аргоном наполняется прецизионный пропорциональный счетчик  $P_0$  объемом  $5 \text{ см}^3$ , который помещается в детектирующую систему. Кроме счетчика  $P_0$ , в детектирующую систему входят сцинтилляционный счетчик  $C$ , на основе кристалла  $NaI(TL)$  с внешним размером  $12,5 \times 12,5 \times 12,5 \text{ см}^3$ , внутрь которого вставляется  $P_0$ , и группа пропорциональных счетчиков  $P_j$ , окружающих кристалл со всех сторон. Электронная схема антисовпадений отбирает события типа  $P_0 \bar{C} \bar{P}_j$ , удовлетворяющие случаям распада, про-

исшедшим внутри счетчика  $P_0$ , и устраняющие случаи срабатывания  $P_0$  от ионизирующих частиц, пришедших снаружи. Ими могут быть частицы космических лучей или ионизирующие излучения, возникающие в результате радиоактивности окружающих пород. Электронная схема выделения запускает осциллограф и амплитудный анализатор. Фотографируя экран осциллографа, можно получить временную развертку импульса события, в частности, для проверки, не вызвано ли событие электрической наводкой. Стоканный амплитудный анализатор настраивается так, чтобы импульсы от распада  $^{37}\text{Ar}$  с энергией 3 кэВ попадали в средние каналы - с 43 до 57. В этом интервале каналов и ищутся истинные события, связанные с распадом  $^{37}\text{Ar}$ , в то время как события, попавшие в остальные каналы (1 - 44 и 58 - 100), служат для оценки фона.

#### 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Столь долгая и тщательная процедура выделения необходима для получения требуемой чувствительности хлорного детектора. Однако такой долгий путь может привести и к потерям атомов на разных этапах извлечения и анализа, что требует проведения предварительных контрольных экспериментов. К сожалению, нельзя было провести главный контрольный опыт с выключенным реактором, как в эксперименте с антинейтрино от реактора. Солнце не выключается по нашей воле, а Земля не представляет сколько-нибудь заметного экрана для потока нейтрино, ее диаметр составляет всего лишь  $10^{-10}$  длины взаимодействия нейтрино.

Были проведены следующие контрольные опыты:

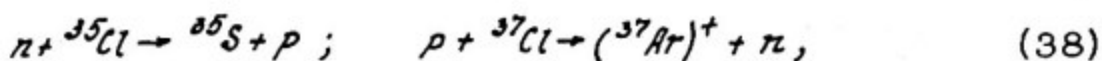
1. Определение эффективности извлечения аргона из бака с тетрахлорэтиленом. В бак было введено определенное количество нерадиоактивного аргона и оставлено там на три месяца. Затем были включены системы прокачки и извлечения, которые за 22 ч работы извлекли 95% введенного аргона, коэффициент извлечения  $\eta = 0,95$ .

2. Определение эффективности извлечения радиоактивного аргона. Можно допустить, что малое количество атомов радиоактивного  $^{37}\text{Ar}$  будет извлекаться с эффективностью, отличной от  $\eta$ . Для проверки в бак был введен радиоактивный аргон в количестве  $610 \pm 10$  атомов. За три дня было выделено  $650 \pm 50$  атомов, т.е. эффективность выделения оказалась такой

же, как для стабильного аргона. Это позволяет использовать для  $^{37}\text{Ar}$  тот же коэффициент  $\eta$ , который в каждом сеансе измерений легко определяется по отношению объема выделенного аргона к известному количеству введенного в бак  $^{36}\text{Ar}$ .

3. Проверка выделения ионов ( $^{37}\text{Ar}$ )<sup>+</sup>. Строго говоря, контрольные эксперименты 1 и 2 не дали истинной эффективности выделения. Дело в том, что  $^{37}\text{Ar}$  возникает в виде иона, что ясно из закона сохранения электрического заряда в реакции (34). Возможность же химического связывания иона (даже иона инертного газа) в жидкости, в состав которой входит хлор, может оказаться намного больше, чем для нейтрального атома, что естественно приведет к меньшей эффективности выделения. Прямой контрольный эксперимент по извлечению ионов  $^{37}\text{Ar}$  очень труден.

В начале был поставлен опыт, давший ответ косвенным образом. В бак вводился радио-бериллиевый источник нейтронов. Под действием нейтронов проходили реакции:



в результате которых образовывались ионы радиоактивного аргона. Хлорный детектор "почувствовал" источник, причем счет детектора оказался прямо пропорциональным мощности нейтронного источника. Все это показывает, что эффективность выделения радиоактивного аргона, образующегося даже в виде ионов, достаточно велика.

4. Определение фона в хлорном детекторе. По сути к контрольным экспериментам следует отнести и опыт по определению фона на установке, хотя он был проведен и не на главном хлорном детекторе.

Эксперимент с нейтронным источником показал, что возникновение фона в установке Дэвиса связано с быстрыми нейтронами и протонами, вызывающими реакции (38). Источниками последних могут быть космические лучи, которые в грунте на такой глубине представляют в основном поток мюонов. Взаимодействуя с веществом, отрицательные мюоны порождают "звезды" — ядерные расщепления, в которых образуются высокоэнергичные нуклоны.

Для измерения фона, создаваемого космическими лучами, были изготовлены шесть вспомогательных хлорных детекторов, меньшего, чем основной детектор, размера. Они были ус-

тановлены на разных этажах шахты. Измерения показали, что счет детекторов растет с уменьшением глубины. Этот результат однозначно доказывает происхождение фона от космических лучей и, естественно, объясняется поглощением мюонной компоненты в грунте. Экстраполяция счета детекторов на глубину нижнего этажа шахты дала величину фона в главном детекторе

$$b = 0,08 \pm 0,024 \text{ атомов } {}^{37}\text{Ar}/\text{сут.} \quad (39)$$

## 5. ПОТОК СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Измерения на установке Дэвиса начались в 1967 г. и продолжаются с некоторыми перерывами до настоящего времени. В общей сложности было проведено около 50 сеансов измерений, каждый продолжительностью приблизительно три месяца.

В отдельной серии измерений бак тетрахлорэтиленом был помещен в бак большего размера, наполненный водой. Водяная защита, как предполагалось, замедлит быстрые нейтроны, возникающие в реакциях деления в окружающих породах до энергии ниже порога реакции (38), что приведет к уменьшению фона в установке. Однако в пределах статистических ошибок счет детектора не изменился и результаты, полученные с водяной защитой и без нее, были объединены.

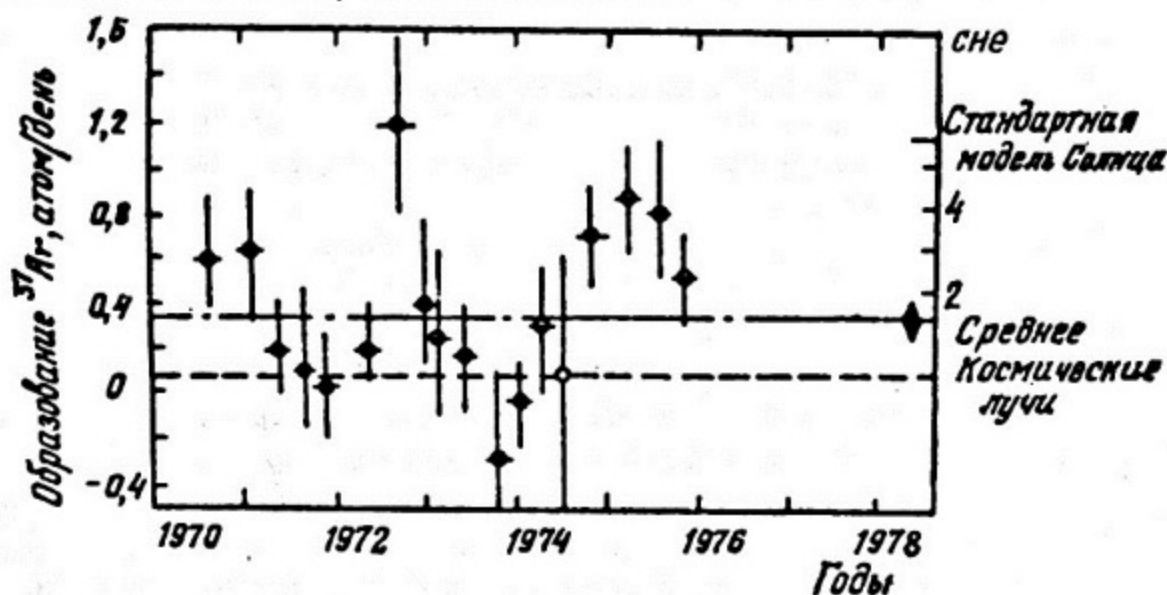


Рис. 5. Результаты измерения потока солнечных нейтрино по годам

На рис. 5 приведены результаты измерений, полученные в течение 1970 - 1977 гг. Если не придавать особого значения отдельным выбросам, в которых счет хлорного детектора приближается к теоретически ожидаемому, и считать их игрой статистики, что представляется весьма правдоподобным, то все сеансы наблюдений можно объединить. Усредненный за все время наблюдений счет детектора тогда оказывается:

$$B + b = 0,47 \pm 0,05 \text{ атомов } ^{37}\text{Ar}/\text{сут.} \quad (40)$$

За вычетом фона  $b$  (39) счет детектора, вызванный солнечными нейтрино, составляет

$$B = 0,39 \pm 0,06 \text{ атомов } ^{37}\text{Ar}/\text{сут.}, \quad (41)$$

что в переводе на поток нейтрино дает

$$r = I_{\nu} \sigma_{\nu} = 2,1 \pm 0,3 \text{ сн.е.}$$

Эта величина существенно (на 10 стандартных отклонений) отличается от теоретически рассчитанного результата (37). Поток нейтрино от Солнца оказался значительно меньшим, чем было предсказано исходя из стандартной модели Солнца.

---

Нейтринное зондирование Солнца — первый и пока единственный пример нейтринной астрофизики, рождающейся на наших глазах. Как видно, роды довольно трудные, но ведь и ребенок-то необычный! Потоки космических нейтрино несут, как и электромагнитные волны, много важной информации об окружающем мире. Проходя большие толщи вещества, нейтрино могут предоставить сведения о таких местах, откуда не выходит никакой другой вид излучения (за исключением гипотетических гравитационных волн), например о центральных частях звезд и галактических ядер. Космологические нейтрино могли бы "сообщить" о состоянии вещества Вселенной на ранних этапах развития, когда она была очень плотная и горячая.

### 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ДЭВИСА

Какие же выводы можно сделать из полученного результата? Ряд ограничений на параметры Солнца:

- температура в центре  $T_{\text{ц}} \leq 15 \cdot 10^6$  К;
- доля гелия  $Y \leq 24\%$ , доля ядер  $C, N, O$   $Z \leq 1\%$ , что в 2 раза меньше, чем предполагалось;
- участие  $CN$ -цикла в общей энергетике Солнца не превышает 7%.

Последнее утверждение легко понять: если бы вся энергия выделялась за счет  $CN$ -цикла, то поток нейтрино, как следует из табл. 3, был бы равен

$$(I6)_{\gamma, N, O} = 0,2 \text{ снэ} / 0,75 \cdot 10^{-2} = 27 \text{ снэ.} \quad (43)$$

Измеренный же поток равен  $\sim 2$  снэ, что составляет 7% от ожидаемого для  $CN$ -цикла.

Эти заключения сделаны в рамках стандартной модели Солнца и потому не противоречат ей. И все же главный вывод, который следует из эксперимента Дэвиса, заключается в том, что стандартная модель в ее первоначальном виде, скорее всего, неверна. Однако пока это нельзя считать надежно установленным, так как имеются и другие объяснения малости

потока солнечных нейтрино. Спасая стандартную модель, они находят причину не в устройстве Солнца, "корень зла" видя не в астрофизике, а в физике элементарных частиц или ядерной физике. Хотя нас интересуют именно астрофизические следствия эксперимента Дэвиса, все же для полноты рассмотрим все пути объяснения полученного результата.

## 2. ОБЪЯСНЕНИЯ ПОЛУЧЕННОГО РЕЗУЛЬТАТА

### 2.1. С точки зрения физики элементарных частиц

1. Нейтрино может быть нестабильной частицей, хотя мы и не знаем, на что она распадается. В этом случае на Земле измеряется уменьшенный за счет распада поток солнечных нейтрино.

Поскольку распадаться может только частица с ненулевой массой покоя, следует предположить, что нейтрино имеет хотя и малую, но конечную массу. В таком случае оказывается неверной (или приближенно верной) модель двухкомпонентного нейтрино, все следствия из которой пока подтверждались экспериментально.

Лучшей проверкой предположения о нестабильности нейтрино было бы снижение предела на ее массу покоя. В настоящее время значения верхних пределов массы электронного и мюонного нейтрино, полученные в экспериментах по  $\beta$ -распадам трития и мюона, составляют

$$m_{\nu_e} < 60 \text{ эВ}/c^2; \quad m_{\nu_\mu} < 0,65 \text{ МэВ}/c^2. \quad (44)$$

Ограничение на массу нейтрино можно получить также чисто теоретически в модели Горячей Вселенной (см. гл. VIII) по степени замедления ее расширения. Теоретический верхний предел на массу нейтрино любого типа (в том числе и еще не обнаруженного) равен:

$$m_\nu < 40 \text{ эВ}/c^2. \quad (45)$$

В эксперименте по распаду трития ( ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \tilde{\nu}_e$ ), проведенному в институте теоретической и экспериментальной физики, получено конечное значение массы электронного антинейтрино, заключенное в интервале  $m_{\tilde{\nu}_e} = 15 - 45 \text{ эВ}$  со средним значением 30 эВ.

2. Предположим, что мюонный заряд не является строго сохраняющимся квантовым числом. Тогда при ненулевой массе нейтрино возможны спонтанные переходы электронных нейтрино в мюонные и обратно. В потоке нейтрино, которые вначале были одного сорта, возникнут осцилляции (сходные с осцилляциями  $K^0$ -мезонов из-за изменения странности), во время которых  $\nu_e$  превращаются в  $\nu_\mu$  на характерной длине

$$l = \frac{4\pi p \nu}{m_1^2 - m_2^2}, \quad (46)$$

где  $p \nu$  - импульс нейтрино;  $m_1$  и  $m_2$  - массы покоя  $\nu_\mu$  и  $\nu_e$ .

Идея объяснения малости потока нейтрино, измеряемого на Земле, заключается в том, что если  $l \sim 1$  а.е., то заметная часть нейтрино придет на Землю не как  $\nu_e$ , а как  $\nu_\mu$ . Последние не могут вызвать реакции (34) в хлорно-аргонном детекторе, потому что из-за сохранения мюонного заряда (или приблизительного сохранения) мюонные нейтрино взаимодействуют с нуклонами только по реакции



энергетический порог которой, равный  $\sim 100$  МэВ, гораздо выше энергии солнечных нейтрино. Образно говоря, такие нейтрино будут стерильны для реакции с хлором в установке Дэвиса.

В настоящее время предложено несколько экспериментов по проверке осцилляций в потоке нейтрино. В одном из них пучок высокоэнергичных мюонных нейтрино ускорителя в Батавии (США) направляется в сторону Тихого океана, где он будет регистрироваться подводной установкой (см. п. 5) с мишенью, содержащей  $4 \cdot 10^6$  т воды. Сравнение темпов счета детекторов, регистрирующих реакции (47) вблизи от ускорителя и на расстоянии 2750 км с учетом расходимости пучка нейтрино и в расчете на единицу массы мишени детекторов, позволит обнаружить осцилляции пучка нейтрино с характерной длиной  $l \approx 10^3 - 10^4$  км.

Величина модуляции потока солнечных нейтрино, определяющая степень "подавления" электронных нейтрино и уменьшения счета аргонного детектора, зависит в первую очередь от числа типов нейтрино  $N_\nu$ , возрастая с увеличением  $N_\nu$ . В настоящее время после открытия тяжелого лептона с массой  $\sim 1,8$  ГэВ/с<sup>2</sup> считается, что  $N_\nu = 3$  ( $\nu_e, \nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  - каждый заряженный лептон имеет свое собственное нейтрино).

Из астрофизических соображений, основанных на модели Горячей Вселенной и синтезе гелия и дейтерия (см. гл. УШ), получена оценка  $N_\nu \approx 4$ . Таким образом, существующие представления не противоречат тому, что модуляция потока электронных нейтрино от Солнца может быть достаточно большой, чтобы объяснить малый счет хлорного детектора в эксперименте Дэвиса.

## 2.2. С точки зрения ядерной физики

Расхождение экспериментального результата с расчетом может быть объяснено неточностью последнего, в частности, из-за недостаточного знания сечений процессов, приводящих к образованию солнечных нейтрино. Здесь следует остановиться на двух вопросах.

1. Реакция  $p p \rightarrow d e^+ \nu$  (1а). Эта основополагающая реакция  $p p$ -цикла никогда не наблюдалась экспериментально ввиду крайне малого сечения. Расчеты по существующим теориям слабого взаимодействия дают сечение реакции с неопределенностью, достигающей 200% (до начала измерений Дэвиса считалось 20%). Но эта неопределенность не влияет на результат расчета, так как поток  $p p$ -нейтрино, составляющих основу солнечных нейтрино (94%), просто определяется по солнечной светимости [см. (30)]. Счет в хлорном детекторе задают "борные" (5в) и "бериллиевые" (4б) нейтрино. Чтобы снизить счет детектора при известной величине солнечной светимости, надо "запретить" генерацию именно этих нейтрино.

2. Реакция  ${}^3\text{He} {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} p p$  (3а). Эта реакция может иметь резонансный характер, если промежуточное ядро  ${}^6_4\text{Be}$  имеет узкий уровень 11,5 МэВ (Фетисов, Фаулер). В этом случае сечение реакции резко возрастает и побочные ветви  $p p$ -цикла, начинающиеся с реакции (3б) [см. (14) и (15)], оказываются сильно подавленными.

Экспериментальные поиски резонанса в сечении реакции (3а) проводятся в ряде лабораторий, но пока не дали определенного результата. Измерения весьма трудны из-за малой кинетической энергии ( $\sim 10$  кэВ) и коротких пробегов вступающих в реакцию ядер  ${}^3\text{He}$ .

### 3. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ДЭВИСА

Астрофизические объяснения эксперимента с солнечными нейтрино не столь кардинальны, как с позиций физики ядра и элементарных частиц. Они не затрагивают природы нейтрино и характеристик процессов термоядерного цикла, но зато видоизменяют модель Солнца.

#### 3.1. Доля ядер ${}^3\text{He}$ в составе Солнца

Побочные ветви  $p-p$ -цикла могут быть подавлены и в том случае, если доля гелия-3 в солнечном веществе будет достаточно высока. Прежде считалось, что отношение  $\xi = {}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 10^{-4}$ . Это объясняется тем, что гелий-3, являясь хорошим термоядерным горючим, должен был выгореть [ по (3а) ] еще на стадии протосолнца. Однако это соображение справедливо лишь для центральной области Солнца, где высокая температура обеспечивает быстрое протекание реакции (3а), в то время как во всей остальной массе Солнца доля гелия-3 может быть значительно выше. Качаров показал, что если по всему Солнцу  $\xi = 0,01$  и происходит постоянный приток гелия-3 в центральную область, то поток высокоэнергичных ("борных" и "бериллиевых") нейтрино уменьшится в "нужное" число раз.

Гипотеза Качарова проверялась по измерению изотопного состава гелия в солнечном ветре. Результаты оказались неоднозначными: в спокойные периоды Солнца  $\xi = 10^{-4}$ , но во время солнечных вспышек  $\xi$  сильно возрастает, достигая величин 0,1 - 1. Такое возрастание доли гелия-3 может быть объяснено ядерными реакциями с его образованием, идущими во время вспышки.

#### 3.2. Температура центральной зоны Солнца

Желаемый эффект подавления высокоэнергичных нейтрино можно получить, допуская меньшую, чем следует из стандартной модели, температуру в центре Солнца  $T_{\text{ц}}$ . "Игра" строится на разной зависимости потоков "борных" и  $p-p$ -нейтрино от  $T_{\text{ц}}$ , определяемой температурными зависимостями сечений [см. (18, 19)]:

$$I(\nu_{e\beta}) \sim T_{\text{ц}}^{18}; \quad I(\nu_{pp}) \sim T_{\text{ц}}^4. \quad (48)$$

Изменение  $T_{\text{ц}}$  всего на 5% уменьшит поток "борных" нейтрино в 2,5 раза, что вполне достаточно для объяснения эксперимента, а поток  $pp$ -нейтрино только в 1,2 раза. Казалось бы, очень простое решение проблемы. Но даже такое незначительное уменьшение  $T_{\text{ц}}$  (приблизительно на 0,5 млн. градусов) выходит за рамки стандартной модели Солнца.

Что является причиной дополнительного охлаждения солнечных недр? Возможно, кроме лучистого переноса и конвекции, учитываемых в стандартной модели, существует перенос энергии еще и акустическими волнами, наличие которых с целым рядом характерных периодов было недавно экспериментально установлено на Солнце (Северный, Хилл). Наблюдения эти все же неоднозначны и нуждаются в проверке. В гипотезе акустических волн требуется, чтобы они переносили значительную долю (до 50%) энергии солнечных недр.

### 3.3. Нестационарность Солнца

Ряд гипотез объясняет малость потока солнечных нейтрино временной переменностью термоядерного горения Солнца. Различаясь в причинах и проявлениях нестационарности "солнечного реактора", эти гипотезы сходятся в главном — в настоящее время он находится в нижней "рабочей точке", в которой температура в центре и, следовательно, поток "борных" нейтрино понижены. Надо учитывать, что нейтрино, проходя расстояние от места образования до Земли за 8 минут, дают мгновенное слежение за ходом термоядерных реакций, в то время как поток тепла диффундирует сквозь толщину солнечного вещества замедленно в течение  $10^6 - 10^7$  лет. Может возникнуть такое положение, когда центр Солнца уже охладился, а светимость солнечной поверхности еще прежняя за счет энергии, выделившейся в предшествующие эпохи и диффундирующей через солнечное вещество.

Какова может быть причина нестационарности Солнца? Английские астрофизики Фаулер, Дилк и Гу объясняют ее скачкообразным перемешиванием внутренней зоны Солнца, происходящим в результате накопления гелия и изменения химического состава недр. Слабое (перестабилизированное) перемешивание сменяется бурной конвекцией, поступлением в централь-

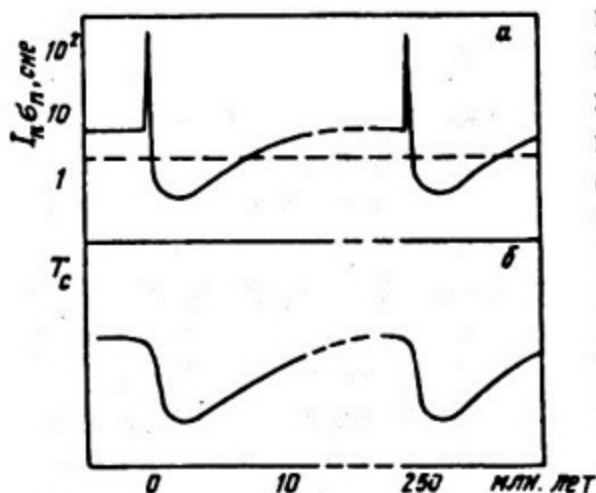


Рис. 6. Поведение во времени потока солнечных нейтрино (а) и температуры в центре Солнца (б) в модели Фаулера и др. (пунктирная прямая — верхний предел эксперимента Дэвиса)

ную зону свежих порций водорода и в связи с уменьшением среднего молекулярного веса убыванием температуры. Математические расчеты показали, что этапы бурного перемешивания на Солнце должны происходить периодически каждые 200 – 300 млн. лет и продолжаться 10 млн. лет. На рис. 6 приведены результаты расчета. Нейтринный поток в начале фазы перемешивания резко возрастает из-за поступления водорода, а затем падает в связи с понижением температуры в зоне реакций. По мере увеличения температуры  $T_{\text{ц}}$  он медленно возрастает, достигая через 10 млн. лет прежнего уровня, определяемого стандартной моделью Солнца (7,8 сн/см<sup>2</sup>).

Если предположить, что последнее перемешивание на Солнце произошло несколько миллионов лет назад, то отрицательный результат эксперимента с солнечными нейтрино может быть полностью объяснен. Подтверждает ли геофизика такое предположение? Оказывается, подтверждает. Известно, что великие оледенения на Земле происходят также периодически через ~200 млн. лет, а мы живем в эпоху последнего, четвертичного оледенения, которое началось 2 – 4 млн. лет назад. Такие глобальные изменения климата Земли могут происходить в результате уменьшения солнечной светимости на 20 – 30%. Но есть и другие объяснения оледенений. Они могут вызываться уменьшением вулканической деятельности и сокращением количества углекислоты в атмосфере, что ослабляет "парниковый эффект"; прохождением солнечной системы через полосу галактической пыли, поглощающей поток солнечной энергии, и т.д.

Другое подтверждение гипотезы перемешивания и уменьшения солнечной светимости дали космические лучи. Как показали измерения космогенных изотопов  $^{10}\text{Be}$  и  $^{26}\text{Al}$  в донных отложениях, интенсивность космических лучей 2 млн. лет назад была в 3 раза выше, чем в наше время, что совпадает по времени с началом фазы бурного перемешивания.

## 4. ВАРИАНТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С СОЛНЕЧНЫМИ НЕЙТРИНО

### 4.1. Радиохимические детекторы

Хлор-аргонный детектор малоэффективен для регистрации нейтрино таких малых энергий. Лучшими возможностями обладают другие детекторы, также основанные на радиохимическом методе, но использующие реакции захвата нейтрино с меньшим порогом. Наиболее перспективен галлий-германиевый детектор, в котором происходит реакция:



с порогом  $E_{\text{пор}} = 0,23 \text{ МэВ}$ . В табл. 4 приведены относительные вклады парциальных нейтринных потоков в хлорном, литиевом и галлиевом детекторах. Основной счет в последнем будут давать  $pp$ -нейтрино (65%), что позволит эксперименту с галлий-германиевым детектором решить загадку солнечных нейтрино. Несмотря на большие технические трудности и высокую стоимость галлия, в целом ряде лабораторий проводятся работы с целью создания такого детектора. Установка, содержащая в качестве рабочего вещества несколько тонн галлия, создается на Эльбрусской нейтринной станции Академии наук СССР.

Таблица 4

Парциальный счет детекторов нейтрино (в процентах)

Тип нейтрино	Детектор		
	${}^{37}\text{Cl}$	${}^7\text{Li}$	${}^{71}\text{Ga}$
$pp$	0	0	65
$ppe$	3	22	2
${}^7\text{Be}$	12	10	27
${}^8\text{B}$	81	44	2
${}^{13}\text{N}, {}^{15}\text{O}$	4	24	4

### 4.2. Электронные детекторы

Электронные методы детектирования нейтрино (или анти-нейтрино) основываются на реакциях:



Образующиеся заряженные частицы вызывают в детекторе световой или электрический импульсы, которые могут быть зарегистрированы. Несомненным преимуществом электронного детектора является высокое временное разрешение ( $\sim 10^{-9}$  с), тогда как радиохимический детектор измеряет интегральный эффект за время экспозиции. Столь высокое временное разрешение электронного детектора позволяет использовать метод времени пролета даже для релятивистских частиц, что, в принципе, дает возможность сделать детектор направленным.

Еще одна возможность создания направленного нейтринного телескопа заключается в применении трековых детекторов, регистрирующих траектории заряженных частиц, возникающих в реакциях (50).

В настоящее время известен ряд установок по регистрации антинейтрино [см. (50), б]. Установка Пенсильванского университета, расположенная в той же шахте и на том же уровне, где и установка Дэвиса, состоит из семи водных черенковских счетчиков объемом по  $2 \text{ м}^3$ . Регистрируются случаи импульсов с большой амплитудой в каждом счетчике или одновременного образования большого числа импульсов в разных счетчиках за время, меньшее 0,1 с.

Гораздо более крупная установка для регистрации нейтрино действует на нейтринной обсерватории Академии наук СССР в Приэльбрусье. Она представляет собой годоскоп сцинтилляционных счетчиков размером  $16 \times 16 \times 11 \text{ м}$ , который образуют 3120 детекторов с жидким сцинтиллятором, каждый объемом  $0,15 \text{ м}^3$ , размещенных по четырем вертикальным и четырем горизонтальным плоскостям. Эффективная площадь детекторов составляет  $\sim 300 \text{ м}^2$ .

## 5. НЕЙТРИННАЯ АСТРОНОМИЯ

Потоки нейтрино, возникающих в термоядерных реакциях стационарного горения, даже от ближайших звезд на 10 порядков меньше потока солнечных нейтрино — за счет фактора

$(R/R_0)^2$  (где  $R_0 \cong 10^{13}$  см — расстояние от Солнца), что делает практически невозможным их измерение.

Современная нейтринная астрономия ориентируется на регистрацию кратковременных интенсивных потоков нейтрино и антинейтрино, возникающих в процессе звездной эволюции, например при коллапсе звезд. Зацепин и Домогацкий предложили регистрировать антинейтрино от вспышки сверхновой (СН) звезды в пределах Галактики. Выделяющаяся при этом энергия  $E_{\text{СН}} = 10^{53}$  эрг уносится в основном нейтрино и антинейтрино (см. гл У). При средней энергии  $\varepsilon_\nu = 30$  МэВ полное число нейтрино каждого сорта составляет  $N_\nu = 2 \cdot 10^{57}$ . Для изотропной вспышки СН, расстояние до которой равно  $R$ , число нейтрино, пришедших на единицу площади детектора, составит  $N'_\nu = \frac{N_\nu}{4\pi R^2}$ , из них будет зарегистрировано  $N_{\nu\text{рег}} = N'_\nu \sigma_\nu N_0$ , где  $N_0$  — число ядер мишени.

Принимая за типичные значения  $N_0 \cong 10^{32}$ ,  $\sigma_\nu \cong 10^{-42}$  см<sup>2</sup>,  $N_{\nu\text{рег}} = 10$  (такое число импульсов, возникших в установке за время нейтринной вспышки СН  $10^{-4} - 10^{-2}$  с, надежно выделит событие над фоном случайных импульсов), определим расстояние до СН, вспышка которой будет зарегистрирована детектором:

$$R = \left( \frac{N_\nu N_0 \sigma_\nu}{4\pi N_{\nu\text{рег}}} \right)^{1/2} \cong 5 \text{ кпс}, \quad (51)$$

что составляет заметный размер в Галактике (расстояние от Солнца до центра Галактики равно 10 кпс).

Большая неопределенность связана с частотой искомых событий. СН вспыхивают в Галактике довольно редко — в среднем один раз за 50 лет. Но можно надеяться на то, что нейтринный поток возникает не только при оптической вспышке СН, но и при невидимых в оптике ("тихих") коллапсах звезд, которые как показывают астрономические наблюдения, случаются гораздо чаще.

Нейтринная астрономия делает первые шаги. Сейчас находится в стадии разработки и проектирования глубоководный мюонный и нейтринный детектор *DUMAND*, создание которого станет важной вехой не только для физики нейтрино и нейтринной астрономии, но и для всей астрофизики и физики элементарных частиц.

На глубине 5 км в океане будет создана годоскопическая система из сферических ФЭУ, регистрирующая черенковское излучение заряженных частиц в воде (рис. 7). Поглощение света в морс-

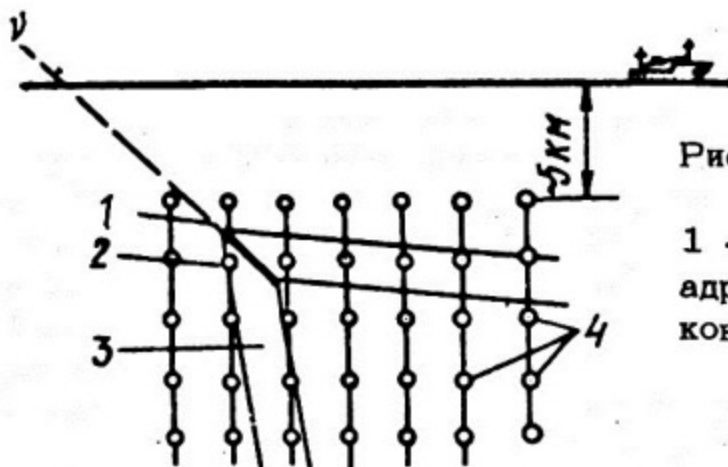


Рис. 7. Схема установки *DUMAND* :  
 1 - взаимодействие  $\nu$  ; 2 - адронный каскад; 3 - черенковское излучение; 4 - сферические ФЭУ

кой воде определяет шаг решетки из ФЭУ ( $\sim 20$  м). При общем числе ФЭУ  $10^5$  объем установки составит  $1 \text{ км}^3$  (куб с линейным размером 1 км и весом мишени  $10^9$  т!). По расположению "сработавших" ФЭУ и амплитудам сигналов можно будет восстановить пространственную картину зарегистрированного события и его энергию, а по запаздыванию сигналов с ФЭУ - направление движения первичной частицы. В случае нейтрино будут регистрироваться продукты их неупругого взаимодействия. В то время как мюоны будут регистрироваться под углами, близкими к зениту, нейтринные события будут приходить со всех сторон, в том числе и со стороны океанского дна, что дает простой критерий их выделения.

Одной из задач многоцелевой установки *DUMAND* будет регистрация потоков нейтрино и антинейтрино сверхвысоких энергий ( $\geq 10^{15}$  эВ), возникших при взаимодействии космических лучей с межзвездным и межгалактическим газом и образованных во вспышках СН в других галактиках. Так как число нуклонов в мишени весом  $10^9$  т составляет  $3 \cdot 10^{37}$ , максимальный радиус обзора установки *DUMAND* будет  $\sim 3$  Мпс, т.е. она сможет держать под наблюдением десятки галактик и скоплений галактик. Эффективность обзора возрастет в 500 раз по сравнению с существующими установками.

Что касается регистрации нейтрино, образованных космическими лучами, то они будут приходить с расстояний, характеризующихся красным смещением вплоть до  $Z_{max} = 60$ , что намного превышает существующие возможности оптических наблюдений: самые далекие наблюдаемые сейчас квазары имеют  $Z = 3 - 4$ . Большие красные смещения в нестационарной космологии связываются с ранними этапами развития Вселенной. По этой причине эксперимент *DUMAND*, регистрирующий нейтрино от эпохи образования галактик и первых космических лучей, называют "глазом в прошлое".

## 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД

Каждая звезда характеризуется следующими основными параметрами: звездной величиной (блеском), светимостью, абсолютной звездной величиной, спектральным классом, радиусом и массой.

Звездная величина. Видимая звездная величина ( $m$ ) определяет световой поток звезды, регистрируемый земным наблюдателем. Звездные величины выражаются в относительных единицах, основание которых было введено еще Гиппархом. Он классифицировал все звезды, видимые глазом, по шести категориям: для самых ярких  $m = 1$ , для самых слабых  $m = 6$ . В связи со специфическими особенностями зрения зависимость звездной величины  $m$  от потока  $I$  имеет логарифмический характер, причем при изменении  $m$  на 5 единиц поток изменяется в 100 раз. Эта зависимость определяется выражением:

$$m = -\log_{2,51} I + C, \quad (52)$$

где  $C$  — постоянная величина. Отсюда световые потоки двух звезд можно выразить

$$I_1 / I_2 = 2,51^{m_2 - m_1} \quad (53)$$

Поскольку блески звезд, определенные в прошлом, были неточны, последующие измерения заставили ввести дробные и отрицательные значения  $m$ . Так, видимые звездные величины ближайших звезд Проксима Центавра и Сириуса равны соответственно 11,3 и  $-1,6$ . Звездными величинами выражаются блески также протяженных объектов: туманностей, планет, Солнца. Видимая звездная величина Солнца равна  $-26,7$ . Предельно измеряемые звездные величины на современных крупных телескопах (6-метровый телескоп БТА Специальной астрофизической обсерватории на Северном Кавказе, 5-метровый телескоп Паломарской обсерватории в США) достигают 23 — 24.

Светимость звезды ( $L$ ) — это энергетическая мощность ее излучения в оптической и ближних к ней областях спектра. Поток (в энергетических единицах) и светимость связаны простым соотношением:

$$I = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (54)$$

Как видно, светимость звезды определяется, если известны ее блеск и расстояние до нее  $r$ .

Абсолютная звездная величина. Для сравнения звезд между собой чаще используют не светимость, а абсолютную звездную величину ( $M$ ), однозначно связанную со светимостью. Для определения  $M$  звезды "приводят" к стандартному расстоянию  $r_0 = 10$  пс. Блеск звезды на таком расстоянии и называется абсолютной звездной величиной  $M$ . Связь абсолютной звездной величины со светимостью и видимой звездной величиной определяется выражениями:

$$M = -\log_{2,51} \frac{L}{4\pi r_0^2} + C; \quad (55)$$

$$M = m - 5 \lg r + 5. \quad (56)$$

Абсолютные звездные величины Солнца и Сириуса составляют соответственно  $M_{\odot} = 4,9$ ,  $M_{\text{Сир.}} = 1,6$ .

Спектральный класс. Звезды разбиты на ряд спектральных классов, обозначаемых  $O, B, A, F, G, K, M, R$ , с десятью подклассами от 0 до 9 в каждом классе. Солнце — звезда спектрального класса  $G2$ . Спектральный класс звезды, определяемый по цвету и характерным линиям в спектре излучения, однозначно связан с температурой ее поверхности, которая изменяется от  $4 \cdot 10^4$  К у звезд класса  $O$  до  $3 \cdot 10^3$  К у звезд классов  $M$  и  $R$ . Температура солнечной поверхности (фотосферы) составляет  $5,7 \cdot 10^3$  К. Звезды одного спектрального класса могут иметь разный состав элементов, что определяется спектральным анализом их излучений.

Радиус звезды. Зная спектральный класс звезды и ее светимость (абсолютную звездную величину), можно найти эффективный радиус звезды  $R_{\text{эф}}$ . Воспользуемся, например, законом излучения абсолютно черного тела:

$$L = 4\pi R_{\text{эф}}^2 \sigma T_{\text{пов}}^4, \quad (57)$$

где  $\sigma = 5,6 \cdot 10^{-5}$  эрг/град<sup>4</sup> — постоянная Стефана — Больцмана;  $T_{\text{пов}}$  определяется по спектральному классу звезды.

Масса звезды. Это наиболее трудно определяемая характеристика звезд, неизвестная для многих из них. До сих пор не найден универсальный способ "взвешивания" звезд. Легко

находить массу только тех звезд, которые образуют видимые двойные системы. В этом случае, если известны орбитальный период  $P$ , размеры системы  $a$  и лучевые скорости звезд-компонентов (по доплеровскому смещению линий в спектрах звезд), можно использовать третий закон Кеплера:

$$\frac{a^3}{P^2(M_1 + M_2)} = \frac{G}{4\pi^2}, \quad (58)$$

что вместе с известными скоростями движения звезд относительно центра тяжести системы позволяет найти массы  $M_1$  и  $M_2$ .

В случае же спектрально-двойной системы (для которой неизвестен размер  $a$ ) удается вычислить лишь функцию масс:

$$f(M_1, M_2, i) = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} \quad (59)$$

и, если известны лучевые скорости компонент, найти  $M_1 \sin^3 i$  и  $M_2 \sin^3 i$ , где  $i$  — угол наклона плоскости орбиты двойной системы к лучу зрения наблюдателя.

Число звезд с известной массой значительно возрастает, если пользоваться гипотетическим правилом: массы звезд с одинаковыми абсолютными величинами  $M$  и спектральными классами равны. Хотя это правило строго не доказано, им пользуются и таким образом узнают массы даже одиночных звезд, точное "взвешивание" которых невозможно.

## 2. ДИАГРАММА ГЕРЦШПРУНГА — РЕССЕЛА

Большое значение для выяснения путей звездной эволюции играет диаграмма "цвет — светимость", которая впервые была предложена датским астрономом Герцшпрунгом и независимо от него несколько позже американцем Ресселом. Наиболее часто диаграмма Герцшпрунга — Рессела (Г-Р) изображается в координатах "абсолютная звездная величина — спектральный класс". Каждая звезда наносится отдельной точкой на поле диаграммы. На рис. 8 можно видеть, что звезды занимают не все возможные места, а группируются в определенных областях, важнейшими из которых являются:

- Главная Последовательность — полоса, проходящая из левого верхнего в правый нижний угол диаграммы Г-Р;
- Последовательность субкарликов — полоса меньшей протяженности, проходящая ниже Главной Последовательности на

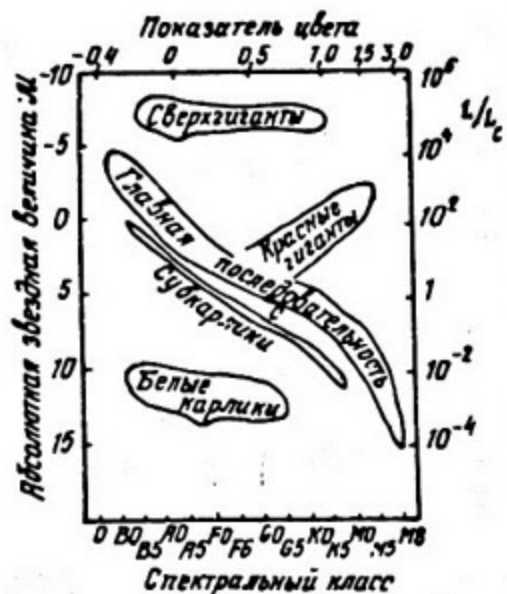


Рис. 8. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезд Галактики (С - Солнце)

1 - 3 звездных величины (между спектральными классами А и К);

- ветвь красных гигантов - линия, идущая почти горизонтально справа от Главной Последовательности, начиная со спектрального класса F с заметным разрывом между классами А и F;

- область сверхгигантов, расположена выше ветви красных гигантов, где сгруппированы звезды с  $M \approx -5$  и спектральными классами от А до М;

- область белых карликов, расположена значительно ниже Главной Последовательности, группировка звезд малой светимости ( $M = 10 - 15$ ) и спектральных классов от В до G.

Размеры красных гигантов в десятки и сотни раз превышают солнечный, что следует из формулы (57). Имея большую светимость (у сверхгигантов она достигает  $10^4 L_c$ ), они характеризуются сравнительно невысокими поверхностными температурами, что согласно (57) может быть лишь при большом значении  $R_{зв}$ . Обратную картину показывают белые карлики, малая светимость которых при высокой поверхностной температуре может быть объяснена только их малыми размерами, составляющими  $(10^{-3} - 10^{-2}) R_c$ .

Диаграмма Г-Р служит введением в звездную эволюцию, показывая главные направления ее развития. В то же время вид диаграммы Г-Р должен быть объяснен точной количественной теорией эволюции звезд.

Указание на то, что звезды за время своей жизни переходят из одного места диаграммы Г-Р в другое, было получено при изучении шаровых звездных скоплений. Так как все звезды отдельного скопления находятся на одинаковом расстоянии от наблюдателя (с точностью до размера скопления, которым по сравнению с расстоянием до скопления можно пренебречь), можно не вычислять абсолютных звездных величин и пользоваться видимыми величинами.

На рис. 9 приведены диаграммы Г-Р для ряда звездных скоплений, сведенные вместе. Чем больше возраст скопления,

тем резче выражен на диаграмме отход звезд с Главной Последовательности вправо и вверх в область красных гигантов. Наиболее массивные звезды, занимающие верхнюю часть Главной Последовательности эволюционируют быстро, покидая ее уже через несколько десятков миллионов лет и становясь красными гигантами, в то время как звезды с массами меньше солнечной, обладая замедленным темпом эволюции, остаются на Главной Последовательности в течение миллиардов лет. Отсюда по виду диаграммы Г-Р можно определить возраст звездного скопления.

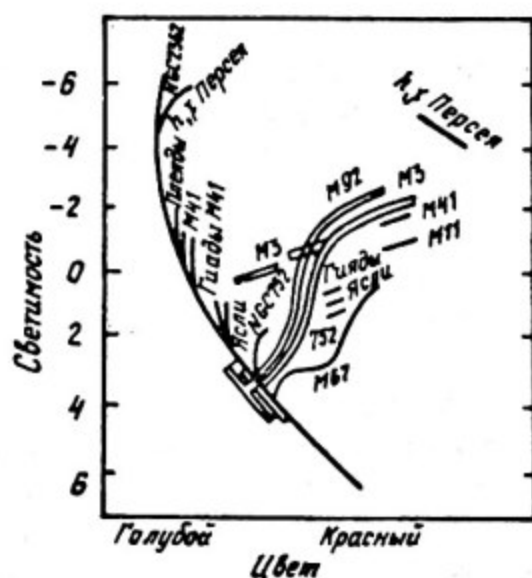


Рис. 9. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для ряда звездных скоплений

### 3. ЭТАПЫ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

В настоящее время теория позволяет не только создавать статические модели звезд разных типов, но и прослеживать переходы между эволюционно связанными типами звезд, создавая тем самым динамические эволюционные звездные модели. Пока еще не все стадии звездной эволюции удастся количественно описать. Лучше всего эволюция изучена для звезд с массами больше солнечной. Эти звезды наиболее интересны для проблемы эволюции звезд, так как они за обозримое время проходят заметный эволюционный путь и образуют большую часть того разнообразия звезд, которое наблюдается вокруг. Маломассивные звезды ( $M < M_{\odot}$ ) находятся в самом начале своего эволюционного пути и поэтому "неактуальны".

Раз звезда "живет" за счет термоядерных процессов, происходящих в ее недрах, и запасы ядерного "горючего" все же ограничены, она с неизбежностью должна иметь ограниченный во времени эволюционный возраст. Соответствующими стадиями, проходимыми последовательно звездами, являются стадии: протозвезды (стадия первичного сжатия), звезды Главной Последовательности, красного гиганта, белого карлика.

### 3.1. Стадия протозвезды

Газово-пылевое облако в результате гравитационного сжатия превращается в газовый шар, температура и давление внутри которого постоянно нарастают. Вывод о сжатии и нагреве гравитирующего газового шара был нами сделан ранее на основании теоремы вириала (см. гл. 1). Когда температура внутри шара достигнет  $10^6$  К, начнут сгорать в ядерных реакциях легкие элементы (дейтерий, гелий-3, литий и др.), давая положительный выход энергии и еще повышая температуру газа. Это и есть стадия протозвезды.

Из-за невысокой температуры звездных недр и малой их прозрачности перенос энергии в звезде будет чисто конвективным. Температура на поверхности протозвезд не превысит  $10^3$  К. Протозвезды должны излучать в основном в инфракрасной области спектра и из-за конвективности своих недр обладать сильной переменностью излучения. Теория предсказывает вспышки излучения протозвезд в дальнем (20 - 30 мкм) и ближнем (1 - 2 мкм) интервалах инфракрасного диапазона очень малой длительности.

Ряд звезд с похожими свойствами, действительно, наблюдается. На диаграмме Г-Р они располагаются вправо от Главной Последовательности, откуда и подходят к ней, становясь нормальными звездами. Из-за того, что протозвездная стадия длится  $10^4 - 10^5$  лет, а время пребывания на Главной Последовательности  $10^8 - 10^{10}$  лет, "застать" звезду на этой стадии маловероятно и поэтому число протозвезд, доступных наблюдению, мало.

### 3.2. Стадия звезды Главной Последовательности

Протозвезда превращается в нормальную звезду, когда в результате сгорания легкогорючих ядер и дальнейшего сжатия

ее температура  $T_{\text{ц}}$  достигнет  $10^7$  К и начнут эффективно протекать реакции горения водорода. Этот момент совпадает с приходом звезды на Главную Последовательность, заняв свое место в той или иной части Главной Последовательности, что определяется исходной массой протозвезды, звезда в течение миллиардов лет остается в квазистационарном состоянии, объясняемом большими запасами водородного горючего. В центре звезды стабильно работает термоядерный реактор на  $pp$ - или  $CN$ -циклах в зависимости от ее химического состава и температуры. Давление нагретого газа, в соответствии с уравнением состояния (20), противодействует гравитационным силам сжатия, что обеспечивает устойчивость звезды на все время ее пребывания на Главной Последовательности. За это время звезда совершает лишь небольшие перемещения в пределах полосы Главной Последовательности.

Светимость звезды [см. (27)] зависит главным образом от ее массы:  $L \sim \frac{\mu^4 M^3}{\alpha}$ . Из этого следует, что время

жизни на Главной Последовательности, в первую очередь, определяется ее массой:  $t_{\text{пл}} \sim \frac{M}{L} \sim \frac{1}{M^2}$ . Чем больше  $M$ , тем вы-

ше температура и светимость звезды, тем быстрее она "прожигает жизнь", истощая запасы водорода в центре. Звезды с массами в  $(10 - 100)M_{\text{c}}$  живут на Главной Последовательности  $10^8 - 10^7$  лет, тогда как звезды с массой  $0,1M_{\text{c}}$  остаются на ней  $10^{10}$  лет.

Звезда, сжегшая большую часть водорода в центральной зоне, покидает Главную Последовательность. Ее эволюционный трек направляется в сторону красных гигантов.

### 3.3. Стадия красного гиганта

Отход звезды с Главной Последовательности начинается в том момент, когда водород в центре в значительной мере сожжен (примерно на 90%) и превращен в гелий. Расчет эволюционного трека проводился на основе идеи Гамова - Кричфилда о "периферийном" горении водорода и изотермическом гелиевом ядре (рис. 10). Водородные термоядерные циклы протекают теперь в сферическом слое вокруг гелиевого ядра, в котором выделение энергии прекратилось из-за отсутствия водорода. Две тенденции определяют поведение звезды на этом этапе:

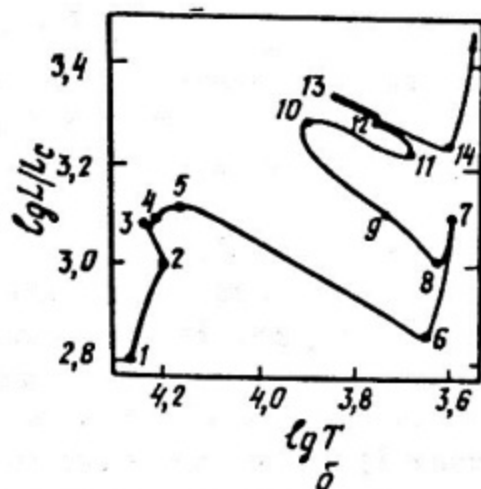
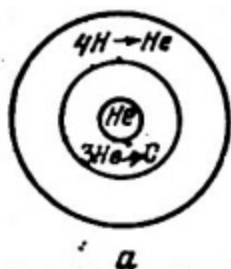


Рис. 10. Схема красного гиганта по Гамову - Кричфилду (а) и эволюционный трек звезды с массой  $5 M_{\odot}$  (б):

1 - 2 - горение водорода в конвективном ядре; 2 - 3 - общее сжатие звезды; 3 - 4 - возгорание водорода в слоистом источнике; 4 - 5 - горение водорода в толстом слое; 5 - 6 - расширение конвективной оболочки; 6 - 7 - фаза красного гиганта; 7 - 8 - возгорание гелия в ядре; 8 - 9 - исчезновение конвективной оболочки; 9 - 10 - горение гелия в ядре; 10 - 11 - вторичное расширение конвективной оболочки; 11 - 12 - сжатие ядра по мере выгорания гелия; 12 - 13 - 14 - слоистый гелиевый источник; выше 14 - красный сверхгигант

- радиальное расширение зоны термоядерного горения от центра к периферии и повышение температуры в зоне горения;
- сжатие и разогрев гелиевого ядра.

Светимость звезды возрастает, но из-за значительного увеличения ее размеров, вызванного периферийным горением водорода и радиационным давлением, температура на поверхности звезды не только не увеличивается, но на отдельных этапах сильно понижается. Звезда смещается с Главной Последовательности вверх и вправо. Совокупность звезд разной массы, испытывающих такие смещения, и образует ветвь красных гигантов.

Для красного гиганта характерна резко выраженная трехзонная структура. Центральное, очень малое по размерам и очень плотное ядро, в котором сосредоточено  $\sim 20\%$  массы звезды, состоит в основном из гелия, имеет высокую температуру ( $\sim 5 \cdot 10^7$  К), но не выделяет энергию. Сферический

слой средней плотности с  $T = (1 - 2) \cdot 10^7$  К, окружающий ядро, выделяет энергию за счет горения водорода и поддерживает светимость звезды на высоком уровне. Остальная часть звезды, расположенная за зоной горения, состоит из вещества малой плотности и сравнительно низкой температуры, находящегося в сильном конвективном движении, за счет которого тепловой поток передается из горячих недр наружу. Эта часть звезды слабо связана с сердцевиной по причине конвективных турбулентных течений и радиационного давления и поэтому легко расширяется, увеличивая размеры звезды. Радиус красного гиганта на порядок превышает радиус звезды на Главной Последовательности. Разбухание звезды ведет к охлаждению ее поверхности, в связи с чем красные гиганты занимают нижние спектральные классы, от G до M.

Темп перемещения эволюционирующей звезды на диаграмме Г-Р нарастает по мере отхода от Главной Последовательности. Если начальные участки трека (см. рис. 10,б) звезда проходит за  $5 \cdot 10^7$  лет, то на последний участок она затрачивает только  $2 \cdot 10^6$  лет. Это нарастание темпа эволюции, продолжающееся и дальше, связано с катастрофическим истощением термоядерного горючего, безудержным "торжеством" гравитационных сил и включением ядерных реакций, идущих только по сильному взаимодействию, сечение которых резко растет с повышением температуры. Когда температура ядра достигает  $10^8$  К, в нем вспыхивает тройная гелиевая реакция (точка 7):



Эволюционный трек звезды уходит из области красных гигантов влево по направлению к Главной Последовательности в результате увеличения поверхностной температуры. Но главное значение "гелиевой вспышки" заключается в дальнейшем повышении  $T_{\text{ц}}$ , что приводит к "углеродной вспышке", затем "кислородной вспышке" и т.д., т.е. к включению все более тяжелых ядер в процесс термоядерного горения. При  $T_{\text{ц}} = 10^9$  К идут все реакции термоядерного синтеза вплоть до ядер группы железа, которые обладают наибольшей удельной энергией связи и дальше которых энергетически выгодный ядерный синтез не идет. За очень короткое время (приблизительно  $10^3$  лет) звезда соскальзывает вдоль ветви красных гигантов, пересекает Главную Последовательность и уходит от нее вниз и влево.

Дальнейшая судьба звезды зависит от ее массы. Относительно "мирный" путь проходят звезды с небольшой массой ( $M < 1,2 M_{\odot}$ ). Ст них остается внешняя расширившаяся оболочка, называемая планетарной туманностью, с яркой переменной звездой в центре — бывшим ядром красного гиганта.

### 3.4. Стадия белого карлика

Остывающие ядра планетарных туманностей довольно быстро превращаются в горячие плотные звезды — белые карлики. Их плотность составляет  $10^5 - 10^7$  г/см<sup>3</sup>. Они характеризуются большой поверхностной температурой, высокой однородностью и прозрачностью вещества звезды, малой светимостью (из-за очень малого размера) и почти полным отсутствием термоядерных реакций внутри звезды, исчерпавшей все горючее. Лишь во внешних слоях, где еще сохранилось небольшое количество кислорода, углерода, гелия и даже водорода, ядерные реакции могут некоторое время проходить, но их влияние незначительно. Белый карлик излучает в основном за счет энергии, накопившейся в нем ранее, когда он составлял сердцевину красного гиганта. Этого запаса при малой светимости звезды ( $L_{БК} \approx 10^{30}$  эрг/с) хватает на  $10^8$  лет. Постепенно остывая, белый карлик превращается в черный карлик — невидимый огарок прэволюционировавшей звезды.

Описанный путь пройдет Солнце, которое уже  $4,5 \cdot 10^9$  лет существует как стационарная звезда Главной Последовательности. Через  $8 \cdot 10^9$  лет Солнце станет красным гигантом, радиус и светимость которого превысят современные значения соответственно в 10 и 100 раз. Сбросив периферийную оболочку, Солнце станет белым, а затем, окончательно угаснув, и черным карликом.

## 4. ЗВЕЗДЫ С БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ВЕЩЕСТВА

Прежде чем проследить эволюционный путь других, более массивных звезд, зададимся вопросом: что противостоит гравитационным силам сжатия в белом карлике? Так как ядерное горючее исчерпано, обычное газовое давление, обеспечивающее состояние устойчивого равновесия звезд Главной Последовательности и красных гигантов, будет падать по мере остывания

недр звезды в соответствии с уравнением состояния (20) и не сможет удержать звезду от гравитационного сжатия. На смену давлению нагретого газа в телах большой плотности приходит давление вырожденного электронного газа, подчиняющегося статистике Ферми - Дирака. Это давление определяется выражением:

$$p_{\text{эг}} \approx n_e E_F, \quad (61)$$

где  $n_e$  - плотность электронов, пропорциональная плотности вещества звезды  $\rho$ ;  $E_F$  - энергия Ферми, т.е. максимальная энергия заполненных электронных состояний. Соответствующий импульс Ферми

$$p_F = 3,3 \cdot 10^{-27} n_e^{1/3} \text{ ед. СГСЕ}. \quad (62)$$

Связь энергии и импульса на границе Ферми дается одним из выражений:

$$\left. \begin{array}{l} \text{а) } E_F = p_F^2 / 2m_e, \quad \text{если } E_F \ll m_e c^2; \\ \text{б) } E_F = p_F c, \quad \text{если } E_F \gg m_e c^2. \end{array} \right\} \quad (63)$$

Переход от классического выражения (а) к релятивистскому (б) происходит с возрастанием плотности выше  $10^6$  г/см<sup>3</sup>. В результате зависимость давления электронного газа от плотности вещества звезды будет двоякой:

$$p_{\text{эг}} \sim \rho^{5/3} \quad \text{в случае } \rho < 10^6 \text{ г/см}^3, \quad (64)$$

$$p_{\text{эг}} \sim \rho^{4/3} \quad \text{в случае } \rho > 10^6 \text{ г/см}^3. \quad (65)$$

Гравитационное же давление всегда пропорционально  $\rho^{4/3}$ , что видно из следующего качественного рассмотрения:

$$p_{\text{гр}} \sim F_{\text{гр}} / S \sim \frac{M^2 / R^2}{R^2} \sim M^{2/3} \rho^{4/3}, \quad (66)$$

где  $S$  - поверхность сжимающейся звезды;  $R$  - ее радиус,  $\rho \sim M/R^3$  - плотность. Из (64) и (66) следует, что пока  $\rho <$

$10^6$  г/см<sup>3</sup> возрастание  $p_{\text{эг}}$  по мере сжатия звезды происходит быстрее, чем увеличение  $p_{\text{гр}}$ , в результате чего уплотняющаяся звезда всегда сдержит гравитационное сжатие. Но как только плотность превысит  $10^6$  г/см<sup>3</sup> и элект-

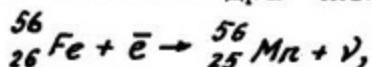
ронный газ станет релятивистским, зависимости  $P_{эг}$  и  $P_{гр}$  от  $\rho$  сравниваются и сдерживать гравитационные силы за счет поджания звезды станет невозможно. Основную роль начнет играть масса звезды: фактор  $M^{2/3}$  в (66). Точные расчеты показывают, что при массе звезды меньше некоторой предельной  $M_{пред}$  (Чандрасекаровский предел)  $P_{эг}$  будет больше  $P_{гр}$ , что обеспечивает стабильное существование белого и даже черного (т.е. при  $T = 0$  К) карлика:

$$M_{пред} = 1,2 M_{\odot} \quad (67)$$

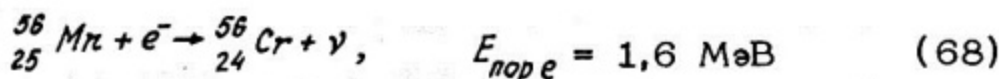
(значение, которое уже упоминалось ранее). Если же  $M > M_{пред}$ , вырожденный электронный газ не сможет остановить гравитационного сжатия и вещество звезды претерпит существенные изменения.

## 5. НЕЙТРОНИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА

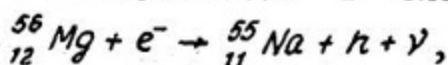
Звезда с массой  $M > 1,2 M_{\odot}$  будет продолжать сжиматься. При плотностях  $\rho \gg 10^6$  г/см<sup>3</sup> в железной сердцевине звезды пойдут реакции обратного  $\beta$ -распада. Будучи эндоэнергетическими, они начнутся, когда энергия Ферми превысит порог реакции. Рассмотрим последовательность ядерных превращений начиная с изотопа ядра железа:



$E_{поре} = 3,7$  МэВ,  $E_F$  достигнет такого значения при плотности  $\rho = 1,15 \cdot 10^9$  г/см<sup>3</sup>:



и т.д. Образующиеся в реакциях (68) ядра перегружены нейтронами. В конце концов в одном из таких нейтроноизбыточных ядер энергия связи нейтрона станет равной нулю, а он будет образовываться в свободном состоянии. В рассматриваемой цепочке превращений это произойдет в следующей реакции:



$E_{поре} = 22$  МэВ,  $\rho = 4 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>. Все последующие реакции с захватом ядрами электронов пойдут с выделением нейтронов. В результате при плотности  $2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> веще-

ство на 99% будет состоять из нейтронов, 1% составят протоны и электроны, которые займут все нижние энергетические уровни, обеспечив стабильность нейтронного вещества.

## 6. НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

В результате реакций нейтронизации железное ядро коллапсирующей звезды становится нейтронным с плотностью, равной ядерной. Гравитационному сжатию противостоит теперь давление вырожденного нейтронного газа. Так как нейтрон в 2000 раз тяжелее электрона, нейтронный газ становится релятивистским при значительно больших плотностях, до наступления которых звезда будет стабильна даже при массе  $M > M_{\text{пред}}$ . Для релятивистского нейтронного газа, так же как и для электронного, газовое давление будет пропорционально  $\rho^{4/3}$  и превысит гравитационное, если масса звезды меньше некоторого критического значения  $M_{\text{кр}}$ . Расчеты, проведенные по общей теории относительности, дали следующее значение

$$M_{\text{кр}} = 2,5 M_{\text{с}} \quad (69)$$

(иногда "с запасом" считают  $M_{\text{кр}} = 4M_{\text{с}}$ ).

Итак, конечным этапом эволюции звезд с массами (1,2 - 2,5)  $M_{\text{с}}$  будет нейтронная звезда. Этот вывод был сделан Бааде, Цвикки и Ландау в 1932 г. Нейтронная звезда имеет ядерную плотность, радиус порядка 10 км и очень малую светимость из-за чрезвычайно малой поверхности. Заметить нейтронную звезду в обычный телескоп не представляется возможным.

Коллапс звезд с массами  $M > M_{\text{кр}}$  не может быть остановлен. Эти звезды, сжимаясь до сингулярности ( $R=0$ ,  $\rho=\infty$ ), становятся черными дырами. Понятие черной дыры было введено Р. Оппенгеймером (в 1933 г). Еще до достижения сингулярности, когда коллапсирующая звезда сожмется до размера, называемого гравитационным радиусом  $R_{\text{гр}}$ , она исчезнет для наблюдателя, так как никакое излучение не сможет преодолеть ее гравитационного поля. Выражение для гравитационного радиуса было получено еще Лапласом (в 1798 г.):

$$R_{\text{гр}} = 2GM/c^2. \quad (70)$$

Среди нестационарных звезд "самыми нестационарными" являются сверхновые (СН). Звезда, вспыхивающая как СН, резко повышает свой блеск, становясь на короткое время самым ярким объектом на небе и затмевая собой соседние звезды. Сохранились свидетельства, что такие звезды бывали видны даже днем на светлом небе.

По сравнению с более распространенным классом новых звезд, тоже нестационарных вспыхивающих объектов, СН обладают большей яркостью и длительностью свечения и более "серьезными" последствиями. Новые звезды вспыхивают в двойных системах и связаны с неустойчивостями вещества, перетекающего от одного компонента к другому. Они представляют сравнительно частое (частота вспышек новых звезд приблизительно 100 в год) и обычное явление в Галактике. Вспышки новых рекуррентно повторяются, так как звезда, вспыхивающая как новая, в целом остается неизменной. СН — это явление совсем другого масштаба, это звездная катастрофа, в результате которой звезда прекращает свое существование, оставляя после себя "огарок" и расширяющееся облако вещества, газа и частиц, некоторое время наблюдаемое как светящаяся туманность. СН вспыхивают в Галактике намного реже — приблизительно раз в 100 лет.

## 1. НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

Хотя столь грандиозные явления, как вспышки СН, не могли пройти незамеченными и многие великие астрономы действительно наблюдали их (например, Тихо Браге и Кеплер), изучение СН началось сравнительно недавно, лишь с конца прошлого века. Толчком послужило открытие тартуского астронома Гартвига, увидевшего СН, вспыхнувшую в соседней галактике — Туманность Андромеды. Звезда стала отлично видна среди множества звезд галактики и имела видимую величину  $m_{СН} = 6$ , в то время как блеск всей галактики составлял  $m_r = 4$ . Таким образом, одна только СН излучала 1/7 света всей галактики: ее поток был в  $2,51 \cdot 10^{-4}$  раз меньше потока галактики, состоящей из  $10^{11}$  звезд! Этот факт привлек всеобщее внимание аст-

рономов и с этого момента начались серьезные исследования СН. Их стали искать в других, в первую очередь ближайших галактиках. Однако долго еще эти поиски велись случайно и потому вспышки СН наблюдались крайне редко.

В 1934 г. Цвикке и Бааде организовали службу СН на Паломарской обсерватории (США) с помощью небольшого 18-дюймового телескопа, производя регулярные патрульные съемки одних и тех же участков неба. Выбраны были такие участки, в которых располагалось большое число близких галактик — под наблюдением находилось несколько сот галактик в радиусе 20 Мпс. При средней частоте СН  $10^{-2}$  на каждую галактику в год можно было ожидать регистрации нескольких вспышек СН за год патрулирования. В настоящее время мы располагаем сведениями о нескольких сотнях вспышек СН в других галактиках.

## 2. ЗВЕЗДНАЯ АРХЕОЛОГИЯ

Появился и другой вид поиска СН — по старинным летописям и дворцовым отчетам, запискам астрологов и придворных астрономов. Совершенно очевидно, что вспышки СН в нашей Галактике должны были отмечаться наблюдателями далекого прошлого. Первым астрономом, который занялся такими поисками, своеобразной звездной археологией, был швед Лундмарк. Он действительно обнаружил несколько случаев появления необычно ярких звезд с продолжительным свечением, которых древние летописцы называли звездами-гостями и которые представляли собой, скорее всего, вспышки СН. Эти необычные явления вызывали особый интерес со стороны правителей и священнослужителей, поэтому часто сообщения о них были весьма обстоятельными: записывались даты их появления, точное положение на небе относительно Солнца, планет и ярких звезд и развернутое описание, как выглядела звезда-гостья по цвету и яркости по сравнению с соседними звездами. Такие подробности об исторических СН позволили в наше время отыскать на небе их остатки и в ряде случаев восстановить временную последовательность вспышки. Не всегда, конечно, подобная информация была объективна, свободна от преувеличений и фантазии, что затрудняло выделение СН. Приходилось сопоставлять свидетельства разных наблюдателей, летописи разных стран и народов, чтобы с достоверностью установить СН, вспыхнув-

шие в Галактике. Эти археологические изыскания продолжаются и сегодня. В результате было установлено, например, что за последние 1000 лет в Галактике вспыхнуло 5 СН (их обозначают годами вспышки): 1006 г., 1054 г. (СН, остатком которой является знаменитая Крабовидная Туманность с пульсаром в центре), 1572 г. (СН Тихо Браге), 1604 г. (СН Кеплера), 1670 г. Оптическая вспышка последней не была зарегистрирована астрономами, как полагают, из-за поглощения света пылью и газом, сосредоточенными в экваториальной плоскости Галактики, в которой вспыхнула звезда. На месте вспышки СН образовался радиоисточник, называемый сейчас Кассиопея А, — самый яркий в Галактике, характеристики которого позволили определить все сведения о СН, в том числе и дату вспышки. С конца XVII века, вот уже более 300 лет СН не вспыхивали в нашей Галактике. Такая "задержка" оказалась очень досадной, так как никакие археологические исследования и сведения о СН, наблюдаемых в других галактиках, не могут заменить исследований близкой галактической СН, проведенных с помощью современных средств наблюдения и анализа.

### 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

Основную массу сведений дала служба СН по их вспышкам в других галактиках. Большая часть вспышек относится к 60 – 70-м годам, когда методика поиска СН была усовершенствована и для этих работ стали применяться более мощные телескопы.

Выделяющаяся энергия. Кинетическая энергия ( $E_{кин}$ ), выделяющаяся при взрыве звезды, составляет в среднем  $10^{52}$  эрг, что намного больше энергии излучения вспышки ( $E_{изл} = 10^{50}$  эрг). Однако именно последняя определяет наблюдаемый феномен вспышки СН. Более подробные исследования показали, что при взрыве выбрасываются с большими скоростями огромные массы вещества, достигающие 1 – 5 масс Солнца и образующие светящуюся туманность — наблюдаемый остаток СН. Кинетическая энергия туманности и составляет  $10^{52}$  эрг. Это указывает на то, что часто СН становятся очень массивные звезды, с массой до десятков солнечных.

Поток излучения. Видимая величина звезды, вспыхивающей как СН, возрастает во время вспышки на 15 – 20 еди-

ниц (!), то есть поток излучения звезды увеличивается в  $10^6 - 10^8$  раз (при вспышках новых звезд поток возрастает "всего лишь" в  $10^5 - 10^6$  раз). Светимость звезды в максимуме вспышки может сравниться со светимостью всей галактики, в которой вспыхнула СН (именно такой случай увидел Гартвиг):  $L_{СН} \cong L_r \cong 10^{44}$  эрг/с.

Типы СН. Данные наблюдений указывают на то, что существует несколько типов СН, отличающихся выделенной энергией, длительностью свечения и другими параметрами. Эти различия указывают, по-видимому, на разные механизмы вспышек и разные морфологические типы вспыхивающих звезд. Наиболее изучены и твердо установлены два типа: СН I и СН II. Их отличие весьма широкое — от частоты вспышек до кривых блеска.

Вспышки СН I наблюдаются во всех морфологических видах галактик (эллиптических, спиральных, неправильных) и представляют собой то, что условно можно было бы назвать "умеренным крылом" СН. По-видимому, эти вспышки связаны со старыми звездами сравнительно небольшой массы (1,5 - 2 массы Солнца).

Вспышки СН II наблюдались только в спиральных галактиках, причем они "самые радикальные" по яркости и энергетике. Их принято отождествлять с массивными звездами ( $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ ), которые эволюционируют очень быстро и проходят свой эволюционный путь от звезды Главной Последовательности до поздней стадии красного гиганта за  $10^7 - 10^8$  лет.

В нашей Галактике, являющейся спиральной галактикой, наблюдались вспышки как СН I, так и СН II.

Кривые блеска (рис. 11). К сожалению очень мало известно о восходящей ветви кривой блеска. Эта фаза продолжается только несколько дней и, до введения патрульной службы СН, ускользала от наблюдения. СН обнаруживается чаще всего в максимуме своего блеска. Продолжительность свечения в максимуме составляет приблизительно месяц, после чего блеск звезды начинает резко убывать. Такой характер, как видно из рис. 11,а, является общим для обоих типов СН. Однако по дальнейшим фазам они различаются. СН I показывают равномерное, почти строго экспоненциальное затухание блеска с характерным временем ("постоянной распада")  $\tau = 50$  дней (рис. 11,а). Некоторые СН I, например в галактиках IC 4182 и NGC 4725, имели "постоянную распада"  $\tau = 55$  дней, что совпадает с постоянной распада трансуранового элемента калифорния-254 (см. гл. VII). Длительность свечения СН I составляет в среднем 1 - 1,5 года.

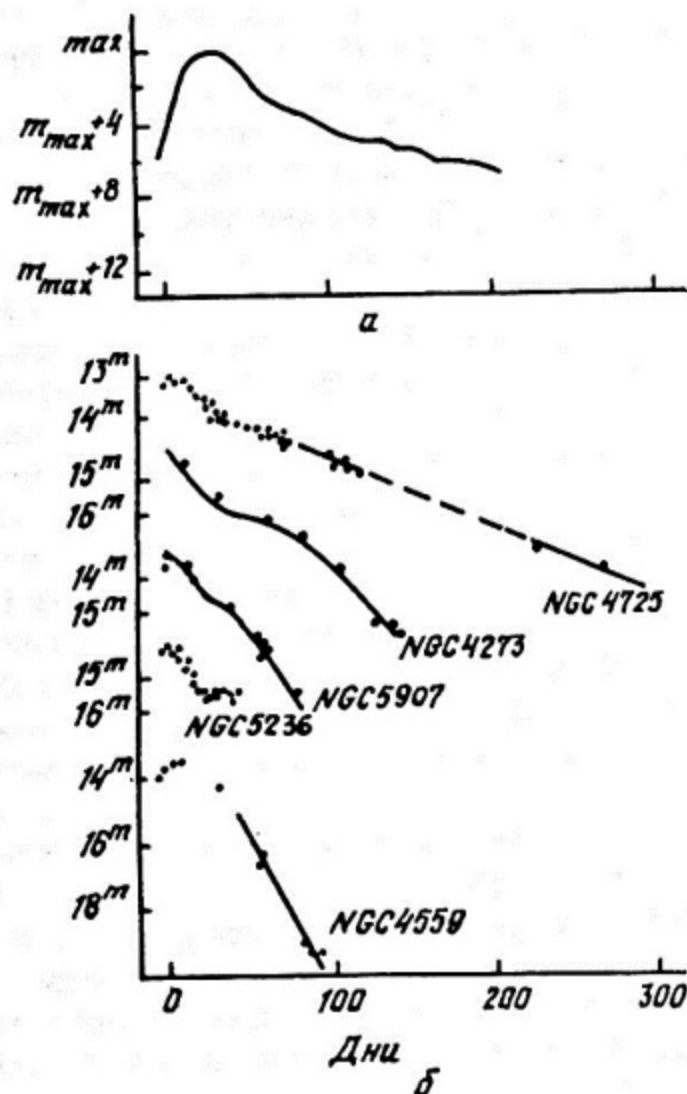


Рис. 11. Кривые блеска сверхновых звезд I-го (а) и II-го (б) типов

Для СН II характерно более медленное затухание вначале, после максимума кривой и, напротив, более резкий спад в конце, так что полная продолжительность жизни СН II оказывается меньше, чем СН I, и составляет приблизительно 0,5 года. Качественно кривые блеска СН II похожи на кривые блеска новых звезд, изученные гораздо лучше по их вспышкам в Галактике, но количественное различие между ними огромно — в  $10^2 - 10^3$  раз.

Звезды, вспыхивающие как СН. Механизм вспышки СН в точности не известен. Полученные данные и теория звездной эволюции указывают на то, что СН становятся только сильно проэволюционировавшие звезды. Главная причина вспышки СН состоит в потере звездой устойчивости в результате истоще-

ния ядерного горючего и уменьшения газового давления в ее недрах. Если гравитационное сжатие больше не сдерживается газовым давлением, то происходит коллапс звезды с последующим взрывом внешних слоев, в которых еще сохранились легкие ядра.

CN не могут стать звезды Главной Последовательности, так как они находятся в равновесном состоянии ( $P_{гр} = P_{газ}$ ) с хорошо налаженной отрицательной обратной связью и, кроме того, выделение энергии в этих звездах происходит с участием слабых процессов, входящих в  $pp$ - и  $CN$ -циклы, что делает невозможным резкое увеличение энерговыделения, необходимое для взрыва.

#### 4. МОДЕЛЬ ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ ЗВЕЗДЫ

Модель ядерного взрыва CN, предложенная Фаулером и Хойлом, относится к CN II. Рассмотрим звезду, находящуюся на поздней стадии красного гиганта, в центре которой уже образовалось железное ядро, но на периферии сохранилось еще значительное количество углерода и кислорода, а во внешних слоях даже гелия и водорода. Условное строение такой звезды представлено на рис. 12.



Рис. 12. Схема строения звезды перед вспышкой сверхновой

На этой стадии звезда очень неустойчива, изменения в ней происходят очень быстро и вся эволюция даже у маломассивных звезд завершается за  $10^6$  лет. У звезд же с массой  $\sim 10 M_{\odot}$  продолжительность такого состояния будет еще меньше ( $\sim 10^3$  лет). Звезда стремительно приближается к феерическому концу —

вспышке CN, проходя следующие этапы.

##### 4.1. Охлаждение центра звезды

Быстрое охлаждение центральной зоны звезды — необходимое условие потери звездой гидродинамической устойчивости, в результате чего  $P_{газ}$  становится много меньше  $P_{гр}$ . Время охлаждения должно быть много меньше гидродинамического времени, чтобы звезда не сумела "подстроиться" к изменяющимся условиям. Характерное гидродинамическое время — это время прохождения звука через звезду:

$$t_{\text{гидр}} \approx R_{\text{зв}} / v_3 = (R_{\text{зв}}^3 / GM)^{1/2}, \quad (71)$$

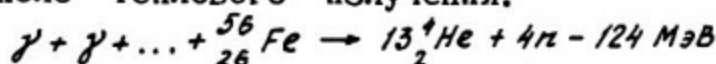
где  $R_{\text{зв}}$  - радиус звезды, а  $v_3$  - скорость звука, которую можно выразить через среднее давление  $P_{\text{газ}}$  и плотность  $\rho$ :

$$v_3 = \sqrt{\frac{\bar{P}_{\text{газ}}}{\rho}} \approx \left(\frac{GM}{R_{\text{зв}}}\right)^{1/2}. \text{ Из (71) получим, что для Солнца } t_{\text{гидр}} \approx$$

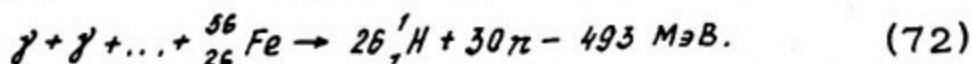
$\approx 10^3$  с. Для центральной зоны массивной звезды гидродинамическое время оказывается  $< 1$  с. Следовательно, охлаждение звезды должно происходить очень резко, за время, много меньшее 1 с. В каких процессах это возможно? Их сейчас известно два.

#### Фоторасщепление ядер железа ("ядерный холодильник").

Начиная приблизительно с температуры  $5 \cdot 10^9$  К в железной сердцевине звезды идет процесс расщепления ядер железа в результате последовательного многофотонного захвата, происходящего в поле теплового излучения:



или даже



Эндонергетические реакции (72), приводящие к охлаждению центра звезды, удовлетворяют необходимому требованию "быстроты", так как "включаются" достаточно резко при возрастании температуры в центре звезды. Так, при  $T = 4 \times 10^9$  К время фоторасщепления железа составляет еще  $t_{\text{фр}} \approx 10$  с, а при  $T = 7 \cdot 10^9$  К оно уже  $\sim 10^{-6}$  с.

Тепловая энергия, которая на всех стадиях звезды отводилась от центральной зоны путем диффузии через толщу звезды и излучения с ее поверхности, вдруг при достижении некоторой температуры, начинает поглощаться прямо на месте, в самой сердцевине звезды.

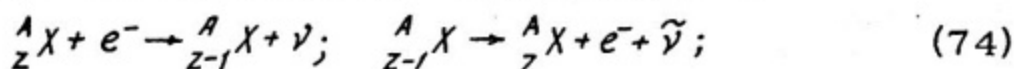
Излучение нейтрино ("нейтринный холодильник"). Дополнительное охлаждение звездных недр вызывают нейтрино, которые практически не поглощаются в веществе звезды. Средняя длина свободного пробега для нейтрино составляет:  $l_\nu = m_N / \sigma_\nu \approx \approx 2 \cdot 10^{19}$  г/см<sup>2</sup>, где  $\sigma_\nu = 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/нуклон - сечение взаимодействия нейтрино,  $m_N = 2 \cdot 10^{-24}$  г - масса нуклона. Доля нейтрино, поглощаемых, например, в Солнце при движении от

центра к поверхности, совершенно ничтожна:  $\omega = R_c \rho / L_\nu = 10^{-8}$ . Унося с собой всю свою энергию, нейтрино способствуют охлаждению звезды. "Нейтринный холодильник" включается также достаточно резко, при достижении температуры  $(2 - 10) \times 10^9$  К, когда начинают эффективно идти следующие реакции с выделением нейтрино:

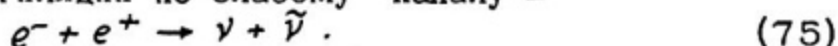
реакция нейтронизации вещества -



реакция так называемого "урка-процесса" -



реакция аннигиляции по слабому каналу -



Из расчетов следует, что, начиная с  $T = 2 \cdot 10^9$  К, нейтрино уносят из коллапсирующей звезды энергию  $10^{52} - 10^{53}$  эрг, что составляет подавляющую часть энергии взрыва СН.

Вследствие быстрого охлаждения центра звезды происходит столь же быстрое падение газового давления в центральной области, потеря устойчивости и гравитационный коллапс звезды.

#### 4.2. Ядерный взрыв в слое (C, N, O)

В результате быстрого сжатия температура в слоях (C, N, O) и (N, He) резко возрастает, и происходят сначала углеродная и кислородная вспышки (см. гл. VIII), а затем и гелио-водородная детонация во внешнем слое. Выделяется колоссальная энергия и происходит общий взрыв звезды с выбросом значительной ее части в окружающее пространство, вспышкой оптического и других видов излучения. За короткое время, когда в звезде господствуют высокие температуры и плотность, простекают многочисленные ядерные реакции синтеза элементов (см. гл. VII). Последующим взрывом эти ядра выбрасываются в окружающее пространство, обогащая межзвездный газ, из которого будут образованы звезды следующего поколения.

Однако взрыв уничтожает не всю звезду. Коллапс центральной части не может быть остановлен ядерной детонацией вышележащих слоев - она сожмется до предела, которым

зависимости от ее массы станет нейтронная звезда или черная дыра.

Альтернативой ядерному взрыву СН является гравитационный взрыв, отличительная черта которого – образование в результате коллапса ударной волны, вызывающей разогрев звезды и приводящей к ее взрыву. В гравитационном механизме взрыва СН не образуется большого потока нейтрино, что может быть проверено методами нейтринной астрономии.

Итак, у конце эволюции массивной звезды происходит гравитационный коллапс, наблюдаемый как вспышка СН. Звезда переходит в качественно новое состояние (нейтронную звезду или черную дыру), причем радиус ее резко уменьшается от  $R_{36} \cong 10^{11}$  см до  $R_{НЗ} \cong 10^6$  см. Выделившаяся гравитационная энергия составляет (принимая  $M = M_c$ ):

$$E_{гр} = \frac{GM_c^2}{R_{НЗ}} = 3 \cdot 10^{53} \text{ эрг.} \quad (76)$$

Этой энергии вполне хватает не только для образования наблюдаемого взрыва СН с кинетической энергией расширяющейся оболочки и нейтринным излучением, но и для компенсации дефекта масс ядер, составляющих прежнюю звезду. Звезда вновь образована из нуклонов, но не из протонов, как было на стадии протозвезды, а из нейтронов, обладающих большей массой. Вся предшествующая продолжительная термоядерная эволюция звезды как бы перечеркивается гравитационным коллапсом. И мы с удивлением обнаруживаем, что самая слабая сила – гравитационная, на самом деле оказывается самой могущественной в мире.

---

Как отмечалось в главе ІУ, существует только четыре устойчивых (или квазиустойчивых) типа звезд: нормальная звезда (звезда Главной Последовательности), белый карлик, нейтронная звезда и черная дыра. За исключением черных дыр, все типы звезд надежно установлены. Естественный вопрос: почему существует только 4 типа звезд и чем определяются их размеры и массы? Оказывается, ответ можно получить уже сейчас, на нашем уровне знания, если рассмотреть звезду как совокупность элементарных частиц, подчиняющуюся простым квантово-механическим законам. Так как такое рассмотрение мы будем проводить качественно, целесообразно отвлечься от деталей — например, не учитывать разброса в параметрах звезд, а ограничиться средними величинами. Именно по этой причине в табл. 5 приведены грубые средние величины размеров и масс звезд. По этой же причине будем считать звезду состоящей только из водорода, а точнее, вследствие ионизации, — из протонно-электронных пар, равномерно заполняющих объем звезды. Сделанные упрощения не затрагивают главного — возможности существования устойчивых конфигураций звезд, и в то же время позволяют более просто и отчетливо получить ответы на заданные вопросы.

Таблица 5  
Устойчивые звездные конфигурации

Тип	Масса, г	Радиус, см
Звезда Главной Последовательности (Солнце)	$2 \cdot 10^{33}$	$10^{11}$
Белый карлик	$2 \cdot 10^{33}$	$10^8 - 10^9$
Нейтронная звезда	$2 \cdot 10^{33}$	$10^6$
Черная дыра	$2 \cdot 10^{33}$	$< 10^5$

Равновесие звезды теперь свелось к равновесию каждой протонно-электронной пары в гравитационном поле всех остальных частиц ансамбля, при которой ее кинетическая энергия  $E_{кин}$  уравнивается гравитационным притяжением:

$$\frac{GM(m_p + m_e)}{R} = E_{кин}. \quad (77)$$

Массой электрона можно пренебречь. Выбор кинетической энергии пары (в том качественном ключе, в котором ведется рассмотрение) можно сделать на основании того факта, что вещество звезды ионизовано, а значит, по порядку величины равно потенциалу ионизации водорода  $I_{ион} \approx 10$  эВ. Тогда

$$GMm_p/R \approx 10 \text{ эВ}, \quad (78)$$

и мы получаем первое уравнение, связывающее  $M$  и  $R$ . Вторым будет естественное выражение массы через объем и плотность:

$$M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho, \quad (79)$$

причем  $\rho$  можно принять равным  $1 \text{ г/см}^3$ , что соответствует "атомной" плотности, при которой среднее расстояние между частицами в звезде равно характерному атомному размеру  $10^{-8}$  см. Именно такова упаковка частиц на Солнце, средняя плотность которого  $\bar{\rho}_c = 1,4 \text{ г/см}^3$ . Из (78) и (79) получаем  $R = 10^{10}$  см,  $M = 10^{32}$  г — значения, характерные для предельно малых звезд Главной Последовательности — так называемых красных карликов. В среднем звезды Главной Последовательности имеют значения  $R$  и  $M$  на порядок большие. И все же, учитывая прикидочный характер сделанной оценки, следует признать, что расхождение не слишком велико. Из полученного результата можно сделать выводы:

1) размер и масса звезды определяются равновесием элементарных частиц, из которых она состоит;

2) равновесные конфигурации звезд зависят от минимального расстояния, до которого могут быть сжаты частицы ансамбля. Так как частицы, образующие звезду, являются фермионами, то кратчайшие расстояния между частицами в звезде определяются принципом Паули.

Основываясь на сделанных выводах, запишем в общем виде (но с той же степенью упрощения) условие равновесия звезды, частицы которой стали релятивистскими;

$$\frac{GMm_p}{R} = m_1 c^2; \quad M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho; \quad \rho \approx m_p / \bar{r}^3, \quad (80)$$

где  $m_1$  — масса частицы, которая достигла релятивизма (по мере сжатия ансамбля частиц);  $\bar{r}$  — среднее расстояние между

частицами, которое согласно принципу Паули можно принять равным комптоновской длине  $\hbar/m_2 c$ . В общем случае  $m_1 \neq m_2$ . Решением системы (80) будет:

$$\left. \begin{aligned} R &= \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^{1/2} \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{1/2} \frac{1}{m_p} \frac{\hbar}{m_2 c}, \\ M &= \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{3/2} \frac{1}{m_p^2}. \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Параметры звезды оказались выраженными только через мировые константы ( $G, c, \hbar$ ) и массы элементарных частиц ( $m_p, m_1$  и  $m_2$ ).

Рассмотрим конкретные случаи.

1. Релятивистскими стали самые легкие частицы в звезде — электроны. Комптоновская длина электрона задает также максимальную упаковку вещества звезды. Принимая  $m_1 = m_2 = m_e$  в (81), определим параметры звезды:

$$M \approx 10^{33} \text{ г}; \quad R \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см}; \quad \rho \approx 3 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3. \quad (82)$$

Они оказались близкими к параметрам белого карлика, который, таким образом, представляет устойчивую конфигурацию, в которой кратчайшее расстояние равно комптоновской длине электрона.

2. Релятивистскими стали также протоны. Кратчайшее расстояние между частицами ансамбля определяется комптоновской длиной квантов сильного взаимодействия: от  $\pi$ -мезонов (а) до нуклонов (б). Соответственно подставив в (81)  $m_p = m_1, m_2 = m_\pi$  и  $m_1 = m_2 = m_p$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } R &= 10^6, \quad M = M_c, \quad \rho = 10^{12}; \\ \text{б) } R &= 10^7, \quad M = 3M_c, \quad \rho = 10^{15}. \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

Параметры (83) соответствуют нейтронной звезде, которую, следовательно, можно определить как ансамбль частиц, в котором кратчайшим расстоянием служит комптоновская длина ядерного взаимодействия.

3. Предельный случай (черная дыра) не может быть получен из квантово-механических соображений. При  $M > 3M_c$  среднее расстояние между частицами в звезде становится меньше комптоновской длины нуклона. Из этого следует, что вещество не может находиться в виде ансамбля элементарных частиц (или в любом другом структурном состоянии), а должно быть

полностью бесформенным. Поэтому можно получить только пределы для параметров звезды в этом устойчивом состоянии:

$$M > 3M_C; \quad R < 10^5 \text{ см}; \quad \rho > 10^{15} \text{ г/см}^3. \quad (84)$$

Итак, три из существующих в природе устойчивых конфигураций звезд объясняются квантово-механическими ансамблями фермионов. Четвертое устойчивое состояние следует из общей теории относительности. Других устойчивых состояний звезд не существует. Просто в природе нет других стабильных частиц, комптоновская длина которых могла бы задать среднее расстояние между частицами в звезде.

---

В настоящее время периодическая система элементов содержит 107 элементов, из которых 15 искусственно синтезированы на ускорителях. Известно около 1400 изотопов, из них 280 стабильных.

Откуда взялось такое обилие?

В начале развития ядерной физики Праутом была высказана гипотеза, согласно которой все ядра построены из водорода. С тех пор, как стало известно, что ядра состоят из нуклонов, гипотеза Праута отошла в прошлое. Но в одном она остается верной и сегодня — все ядра, действительно, возникли из водорода как исходного материала эволюции элементов. Они возникали в результате ядерных реакций, происходящих в звездах. Следующие два факта наблюдений подтверждают, что в звездах создаются все элементы периодической системы:

— спектральный анализ показывает, что в самых старых звездах, наблюдаемых в шаровых звездных скоплениях, количественный состав элементов заметно отличается от среднего по Галактике. Так, доля тяжелых элементов (металлов) в них приблизительно в 100 раз меньше. Для объяснения этой аномалии надо принять во внимание, что большинство звезд в Галактике (и Солнце в том числе) представляют собой звезды поздних поколений. Старые звезды менее "загрязнены" продуктами звездного синтеза, что и проявляется в их составе;

— в спектрах некоторых звезд наблюдаются линии элементов, отсутствующих в естественных условиях на Земле, например технеция. Причина отсутствия технеция на Земле понятна: все изотопы его радиоактивны и их времена полураспада намного меньше возраста Земли:  $1,5 \cdot 10^5$  лет для самого долгоживущего изотопа по сравнению с  $\tau_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  лет. Природный технеций на Земле уже давно распался. Не должно его быть и в звездах, возраст которых также исчисляется миллиардами лет, если только технеций постоянно не образуется в самих звездах.

### 1. ЭТАПЫ СИНТЕЗА ЭЛЕМЕНТОВ В ЗВЕЗДАХ

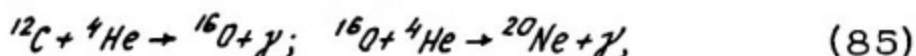
С эволюцией звезд тесно связана эволюция элементов. Рассмотрим ее этапы на разных стадиях жизни звезд.

### 1.1. Синтез гелия в звездах Главной Последовательности

В результате реакций  $pp$ - и  $сN$ -циклов (12) - (16), которые определяют энергетику нормальных звезд, водород эффективно перерабатывается в гелий. Эти процессы идут в интервале температур  $10^7 - 7 \cdot 10^7$  К. В них возникают ядра других легких элементов ( $^2H, ^3He, ^7Li, ^7Be, ^8B$ ), но их практический выход ничтожен, так как они быстро сгорают при таких температурах, превращаясь в конечном итоге в гелий.

### 1.2. Гелиевая вспышка в красных гигантах

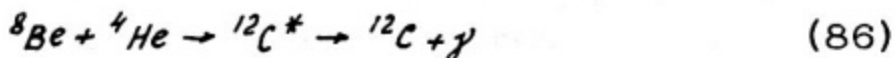
В ядре красного гиганта, когда температура станет больше  $7 \cdot 10^7$  К, гелий "сгорает", превращаясь в ядра углерода, кислорода, неона. Началом сгорания гелия служит тройная гелиевая реакция (60), в результате которой три ядра гелия объединяются в ядро  $^{12}C$ . Далее идут реакции:



так что в гелиевой вспышке оказываются синтезированными ядра с массовыми числами  $A = 12 \div 20$ . Ряд особенностей синтезируемых ядер оказывают существенное влияние на протекание гелиевой вспышки и дальнейшее построение периодической системы элементов.

Малое время жизни ядра  $^8Be$ . Это ядро нестабильно и в среднем за  $10^{-16}$  с разваливается на две  $\alpha$ -частицы. Кажется бы это обстоятельство должно было воспрепятствовать всему дальнейшему синтезу вещества и мир должен был бы состоять только из водорода и гелия.

Уровень 7,65 МэВ в ядре  $^{12}C$ . Мир наш очень богат: в нем большое количество ядер углерода и других элементов. Это значит, что эволюция вещества нашла возможность "проскочить" узкое место, которым является нестабильное ядро  $^8Be$ . Такая возможность появляется, если реакция



идет через Брейт-Вигнеровский резонанс, т.е. ядро  $^{12}C$  может "сесть" на возбужденный уровень. Энергию уровня легко считать:

$$W = \Delta M + \epsilon, \quad (87)$$

где  $\Delta M = (M_{8Be} + M_{4He}) - M_{12C} = 7,4$  МэВ, а  $\epsilon$  — некоторая добавка, которая получается за счет кинетической энергии частиц.

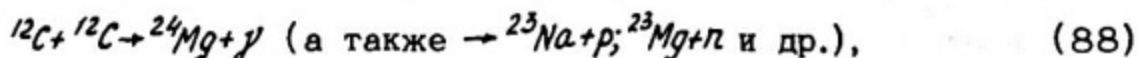
Исходя из большого обилия углерода, Хойл сделал предположение, что реакция (86) имеет резонансный характер и идет с большим сечением. Он предсказал существование возбужденного уровня в ядре  $^{12}C$  с энергией чуть больше 7,4 МэВ задолго до экспериментального исследования энергетических спектров этого ядра. Его предсказания полностью подтвердились:  $^{12}C$  действительно имеет уровень  $O^+$  с энергией возбуждения 7,65 МэВ. Так, астрофизика и физика атомного ядра тесно переплелись в решении важной научной задачи, а "нужный" уровень в ядре углерода помог пройти узкое место в термоядерном синтезе элементов.

Нерезонансный характер реакции образования ядра  $^{16}O$ . В ядре  $^{16}O$  подобного "нужного" уровня не оказалось, поэтому реакция (85) имеет сравнительно небольшое сечение (в ядре  $^{16}O$  ближний уровень находится чуть ниже разности масс вступающих в реакцию и образуемых частиц, что исключает резонанс).

Три указанных особенности можно считать случайными, но эти случайности приводят к важнейшим следствиям. Благодаря им в мире оказывается приблизительно поровну углерода и кислорода, что создает крайне благоприятные условия для образования органических молекул, в которые С и О входят как основные элементы, и в конечном счете для возникновения жизни. Вот от чего, оказывается, зависело, быть ли нашему миру таким, какой он есть — с богатым набором элементов, разнообразием звезд, планет, растительной и животной жизнью, разумом, или оставаться убогим, лишенным всех красок миром одних только легких газов. Всего лишь 5-процентного изменения в системе уровней ядер углерода и кислорода было бы достаточно, чтобы катастрофически воздействовать на мир!

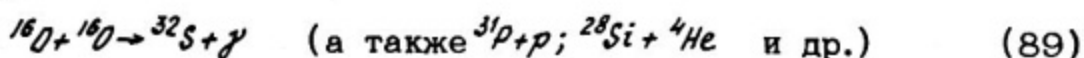
### 1.3. Углеродная и кислородная вспышки

Когда температура в ядре красного гиганта достигает  $2 \times 10^8$  К, начинается горение углерода:



в результате чего образуются ядра с массами  $A = 20 \div 24$ .

При несколько более высокой температуре загорается кислород:



с выходом ядер  $A = 25 \div 32$ .

В том же интервале температур ( $T = 2 \cdot 10^8 - 10^9$  К) эффективно протекают реакции синтеза более тяжелых ядер в результате присоединения  $\alpha$ -частиц к вновь синтезированным ядрам;  $\alpha$ -частицы проникают в активную зону звезды из ее внешних слоев, где сохранилось много гелия, или же образуются в самой активной зоне в реакциях фоторасщепления. Большое сечение, например, имеет реакция  ${}^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha){}^{16}\text{O}$ . В реакциях с  $\alpha$ -частицами синтезируются ядра с массами  $A = 36 \div 46$ .

Этот этап термоядерного синтеза вещества протекает очень быстро, меньше чем за  $10^6$  лет в зависимости от массы звезды.

#### 1.4. Равновесные процессы

Начиная с температуры  $4 \cdot 10^9$  К, кулоновские барьеры всех ядер оказываются превзойденными, следовательно, возможны все экзоэнергетические термоядерные реакции вплоть до железа — предельного элемента термоядерного синтеза. В то же время при таких температурах эффективно идут реакции фоторасщепления ядер. Вещество, таким образом, находится в тепловом равновесии с излучением. Иными словами, в звезде происходят равновесные процессы, в результате которых синтезируются все легкие и средние ядра до ядер железной группы ( $\text{Ni}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Cr}$ ). Равновесные количества ядер определяются, в первую очередь, их устойчивостью, наибольшей у ядер с магическими числами нуклонов (заполненные оболочки), у полумагов (заполненные уровни) и у близких к ним ядер. Количество образуемых ядер определяется также временем протекания равновесных процессов, которое крайне мало. Это переходная фаза от красного гиганта к белому карлику или к сверхновой звезде, которая продолжается  $\sim 10^4$  с.

В результате четырех перечисленных процессов образуются ядра первой части периодической системы (до  $A = 50 \div 60$ ). Они, как видно, представляют "золу" звездных термоядерных реакторов, которая выбрасывается из звезд в результате звездного ветра, сброса оболочки красным гигантом или выброса ве-

щества при взрыве сверхновой. В состав звезд последующих поколений, конденсирующихся из межзвездного газа, например Солнца, входит наряду с первичным водородом и эта звездная "зола". Планеты солнечной системы, потерявшие свой водород (кроме того, который связался с кислородом и образовал воду), почти полностью состоят из такой "золы". Из нее же построен и человеческий организм.

## 2. РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИРОДЕ

Рассмотренная картина термоядерного синтеза элементов в звездах позволяет вычислить их распространенность, которую можно сравнить с тем, что наблюдается в природе. Сведения о распространенности элементов в природе получаются из спектрального анализа Солнца и звезд, состава солнечного ветра, метеоритов и космических лучей, а также по данным геологического строения Земли. В последнее время появился новый источник информации — космическая химия: методами оптической и радиоастрономии исследуется состав межзвездного газа. К настоящему времени в космическом пространстве найдено более 30 молекул (от  $H_2$  до  $C_2H_5OH$ ), по составу и количеству которых можно судить о распространенности таких элементов, как H, C, и O. Оказывается, все источники информации дают в среднем совпадающие результаты о распространенности различных элементов в природе, за исключением некоторых аномальных случаев, которые вызываются местными условиями. Так, на Земле сравнительно мало легких газов, водорода и гелия (много меньше, чем на Солнце). Это объясняется тем, что легкие газы были утеряны Землей вследствие ее малого притяжения. Местные аномалии могут образовываться в результате избирательной способности некоторых пород, минералов концентрировать отдельные элементы, но если проводить усреднение по достаточно большим областям, например, по всей солнечной системе, то местные особенности полностью сгладятся.

Такая усредненная кривая распространенности элементов приведена на рис. 13. Она обладает рядом особенностей, которые связаны с происхождением элементов.

Аномально малое обилие ядер лития, бериллия и бора. Обилием называется относительная распространенность какого-нибудь ядра (изотопа, элемента) по отношению к некоторому реперному элементу. В качестве последнего часто выступают

водород – самый распространенный в природе, а также кремний, железо, свинец. Кривая распространенности на рис. 13 построена в относительных единицах: обилия ядер приведены по отношению к кремнию, количество которого принято равным  $10^5$ .

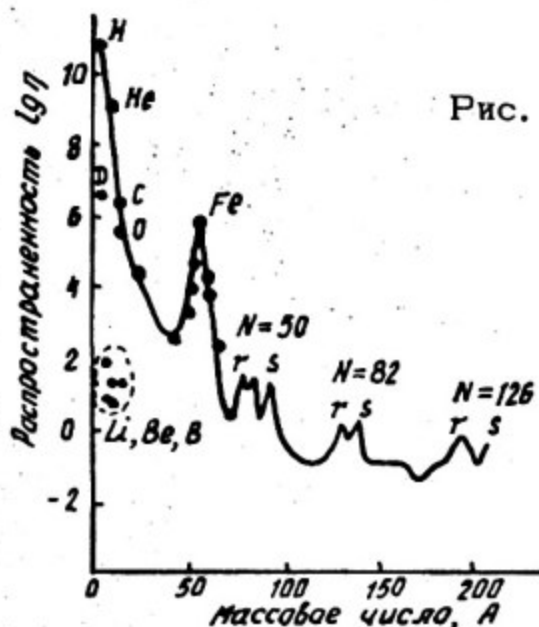


Рис. 13. Средняя распространенность элементов в природе

На ядрах лития, бериллия, бора в кривой распространенности наблюдается резкий провал: их меньше на 4 порядка, чем соседних ядер углерода, азота и кислорода, и на 8 порядков, чем гелия и водорода. Однако такой провал вполне понятен: литий, бериллий и бор, являясь хорошим термоядерным горючим, быстро сгорают уже при температуре  $10^7$  К. Трудность заключается не столько в том, что этих ядер мало, сколько в том, как объяснить, что они все же есть. Для этого приходится вводить специальный так называемый X-процесс (см. с. 74).

В составе космических лучей лития, бериллия, бора гораздо больше, чем в звездах. Это "местная" аномалия космических лучей. Такое положение объясняется фрагментацией тяжелых ядер при их взаимодействии с межзвездным газом, через который они проходят на пути от источников к земному наблюдателю, и заполнением провала осколками — фрагментами ядерных расщеплений. Исходя из этой идеи и зная сечения реакций, приводящих к фрагментации ядер, можно определить количество вещества, проходимое космическими лучами в Галактике, и, пользуясь простой связью

$$x = c \rho_g t_{кл} \quad (90)$$

где  $c$  — скорость света,  $\rho_g$  — плотность газа, найти средний возраст космических лучей  $t_{кл}$ . Расчеты дают  $x \approx 5$  г/см<sup>2</sup>,

$t_{\text{кл}} = 3 \cdot 10^6 - 10^8$  лет в зависимости от того, сосредоточены космические лучи только в диске Галактики, где плотность межзвездного газа составляет  $\rho \cong 1$  нукл./см<sup>3</sup>  $\cong 2 \times 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>, или они заполняют всю квазисферическую область вокруг диска размером 10 - 15 кпс (так называемое гало Галактики) с плотностью газа на два порядка меньше.

Относительно большие и равные обилия ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . Это прямой результат тройной гелиевой реакции (60) и реакций (85), в основе которых, как было указано, лежит наличие "удобного" уровня 7,65 МэВ у ядра  $^{12}\text{C}$  и отсутствие подобного уровня в ядре  $^{16}\text{O}$ . Кроме того, эти ядра довольно устойчивы:  $^{16}\text{O}$  - двойной маг (на нем полностью застраивается вторая ядерная оболочка у протонов и нейтронов), а  $^{12}\text{C}$  - двойной полумаг (в нем завершен уровень  $P_{3/2}$ ).

Максимум на ядрах железной группы ("железный максимум"). Наличие "железного максимума" представляет наиболее сильное подтверждение термоядерного синтеза вещества в звездах, поскольку этот максимум образуется в равновесных процессах и является неизбежным следствием всего цикла термоядерных реакций. Так как удельная энергия связи перестает возрастать именно на ядрах группы железа, это обеспечивает их высокую распространенность и приводит к резкому обрыву кривой распространенности для ядер с  $A > 60$ , синтез которых энергетически невыгоден.

Подавляющее обилие водорода и гелия. Из одного этого факта следует, что Вселенная молода, ее возраст должен быть одного порядка с возрастом самых старых звезд, т.е. приблизительно  $10^{10}$  лет.

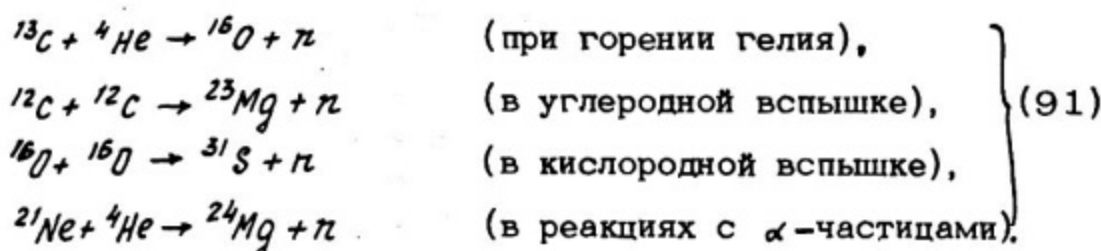
Итак, все особенности кривой распространенности элементов (вплоть до ядер группы железа) находят естественное объяснение с позиций нуклеосинтеза в звездах. Остается понять, как образовались ядра тяжелее железа.

### 3. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Следует заметить, что тяжелых ядер сравнительно мало. Их обилие в первом приближении постоянно и составляет для  $A \geq 90$  приблизительно  $10^{-10}$  от водородного. Столь малое количество тяжелых ядер заставляет предположить, что они образованы в каких-то побочных процессах, происходящих в звездах наряду с термоядерным синтезом легких ядер. Таких процессов сейчас известно два, оба они связаны с реакциями за-

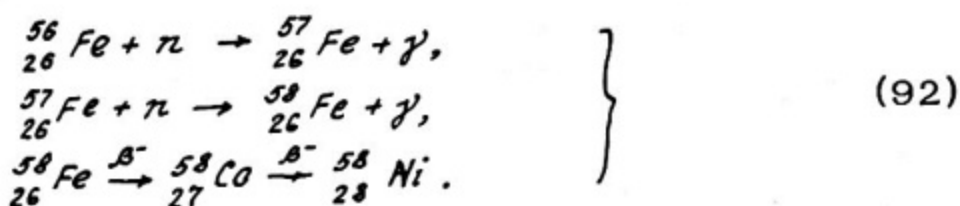
хвата нейтронов и носят названия  $s$ -процесс (от английского *slow* -медленный) и  $r$ -процесс (*rapid* -быстрый).

Нейтронный фон всегда сопровождает термоядерный синтез, будь то в лабораторном термоядерном реакторе или в звезде. Реакции с образованием нейтронов сопровождают все этапы термоядерного горения, например:



### 3.1. $s$ -Процесс

В нейтронном потоке внутри звезды происходят реакции последовательного захвата нейтронов ядрами, в результате чего образуются нейтроноизбыточные ядра, бета-распад которых превращает их в ядра более тяжелых элементов. В качестве примера  $s$ -процесса покажем превращение устойчивого изотопа  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  в ядро  ${}^{58}_{28}\text{Ni}$ :



Образованные ядра вновь захватывают нейтроны и т.д. Процесс повторяется многократно - происходит общее продвижение вещества в сторону элементов с большим атомным номером.

$s$ -Процесс происходит как в звездах Главной Последовательности, так и в красных гигантах, плотность нейтронов в центре которых составляет  $\rho_n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . При такой плотности нейтронов среднее время между двумя захватами нейтрона одним ядром составляет  $t_{\text{зах}} \approx 10^5$  лет (отсюда название процесса - медленный).

$s$ -Процессом можно объяснить ряд невысоких максимумов на кривой распространенности элементов, обозначенных буквами  $s$  на рис. 13. Рассмотрим ядра с массами  $A$  и  $A-1$  в потоке нейтронов. Обозначим через  $n_A, n_{A-1}$  их числа, а через  $\sigma_A, \sigma_{A-1}$  нейтронные сечения. Можно написать следующее

уравнение баланса ядер  $A$ :  $\frac{dn_A}{dt} = (\rho_n \sigma_{A-1} n_{A-1} - \rho_n \sigma_A n_A) v_n$ , которое в стационарных условиях ("вековое равновесие")  $dn_A/dt = 0$  переходит в  $\sigma_{A-1} n_{A-1} = \sigma_A n_A$ . Так как число ядер пропорционально распространенности  $\eta$ , в общем случае имеем:

$$\sigma \eta = \text{const.} \quad (93)$$

Из (93) следует, что большее обилие будет наблюдаться для тех ядер, у которых меньше сечение захвата нейтронов. Самыми малыми нейтронными сечениями обладают магические ядра. Именно для них и наблюдаются аномально высокие обилия.

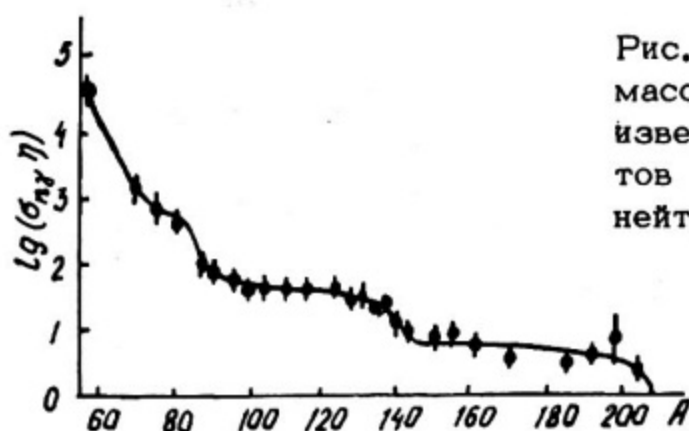


Рис. 14. Зависимость от массового числа  $A$  произведения обилия элементов на сечение захвата нейтронов с энергией 30 кэВ

Соотношение (93) можно проверить непосредственно, построив график  $\sigma \eta = f(A)$ . В то время как кривая распространенности очень нерегулярна, функция  $\sigma \eta$  представляет плавную кривую (рис. 14), причем в интервале  $100 \leq A \leq 200$  она действительно постоянна, что служит убедительным подтверждением  $\mathcal{S}$ -процесса. Падение для ядер  $A > 200$  связано, очевидно, с их нестабильностью. Подъем же при  $A < 100$  носит эволюционный характер: нуклеосинтез еще далеко не завершен, поэтому легких ядер больше, кроме того, возможно, в первичных звездах, эволюционирующих быстро, темп нуклеосинтеза был значительно выше, поток нейтронов более интенсивным и, следовательно, более активно протекал и  $\mathcal{S}$ -процесс, что при ограниченном времени привело к образованию ядер, которые лежат непосредственно за железным пиком.

Однако не все изотопы тяжелых элементов могут быть образованы в  $\mathcal{S}$ -процессе. Синтезу тяжелых изотопов какого-

либо элемента препятствует  $\beta$ -активность предшествующих изотопов. Пока время жизни ядра  $\tau_{\beta}$  больше среднего времени захвата нейтрона  $t_{зах}$ , более тяжелые изотопы образуются. Если же  $\tau_{\beta} < t_{зах}$ , синтез изотопов данного элемента прекращается, так как раньше, чем будет захвачен следующий нейтрон, ядро, испытав  $\beta$ -распад, превратится в ядро следующего элемента. Ядра с временем жизни  $\tau_{\beta} < 10^5$  лет становятся "поворотным пунктом"  $s$ -процесса. Более тяжелые изотопы данного элемента не могут возникнуть, и если они на самом деле существуют, оказываются обойденными  $s$ -процессом. На рис. 15 показан путь  $s$ -процесса для ядер кадмия, индия, олова и сурьмы. Обойденным изотопом является здесь  $^{116}_{48}\text{Cd}$ , время жизни которого  $\tau_{\beta} = 54$  ч, что гораздо меньше  $t_{зах}$ . По той же причине обойденными будут  $^{122}_{50}\text{Sn}$  и  $^{124}_{50}\text{Sn}$ .

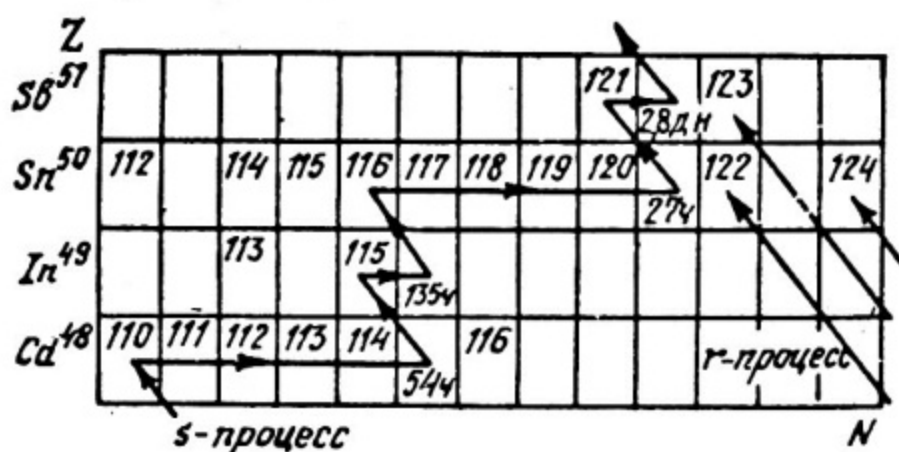


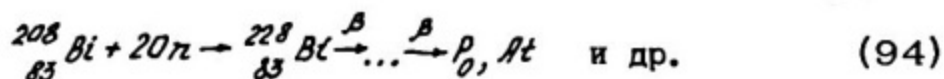
Рис. 15. Схема образования в  $s$ -процессе изотопов кадмия, индия, олова и сурьмы

Число обойденных ядер возрастает с увеличением ядерного заряда. В области  $\alpha$ -радиоактивных ядер островки обойденных ядер объединяются в целый континент; дальше висмута ( $Z = 83$ ) продвижение за счет  $s$ -процесса становится невозможным, так как все изотопы следующих элементов астата ( $Z = 85$ ) и франция ( $Z = 87$ ) радиоактивны с периодами распада  $\tau_{\alpha} \ll t_{зах}$ . Верхняя граница ядер, образованных в  $s$ -процессе, приходится на массовое число  $A = 210$ .

Происхождение обойденных изотопов и ядер с  $A > 210$  объясняется  $r$ -процессом и дополнительными процессами.

### 3.2. $r$ -Процесс

Большинство обойденных ядер можно было бы генерировать, если бы последовательный захват нейтронов происходил достаточно быстро и  $t_{зах} \ll \tau_{\beta}$ . Именно так протекает процесс захвата нейтронов во вспышке СН (отсюда и название процесса "быстрый"), где плотность нейтронов на короткое время возрастает до  $10^{20} \div 10^{30} \text{ см}^{-3}$ . Ядра успевают перегрузиться нейтронами настолько, что выходят далеко за полосу стабильных изотопов. Цепочкой последующих  $\beta$ -распадов они возвращаются в полосу стабильности, но уже с существенно большими зарядами (возрастание заряда равно числу  $\beta$ -переходов). На рис. 15 стрелками показаны треки  $r$ -процесса, приводящие к образованию обойденных изотопов  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{122}\text{Sn}$  и  $^{124}\text{Sn}$ . Таким же путем преодолевается в  $r$ -процессе "висмутый" барьер:



$r$ -Процесс "экспериментально" проверен. Среди продуктов, образованных при взрыве водородной бомбы, были обнаружены эйнштейний  $^{253}_{99}\text{Es}$  и фермий  $^{255}_{100}\text{Fm}$ , которые образовались из урана путем захвата 15 и 17 нейтронов с последующими  $\beta$ -распадами.

Расчет показывает, что при вспышке сверхновой за счет  $r$ -процесса образуются ядра вплоть до далеких трансуранов с массовым числом  $A \approx 270$ . Подтверждение  $r$ -процесса, происходящего во вспышке сверхновой, можно найти в кривых блеска СН 1. Их спад происходит экспоненциально с постоянной времени, близкой к постоянной распада ядра  $^{254}_{98}\text{Cf}$  ( $\tau_{\alpha} = 55 \text{ дн}$ ), а также других трансурановых ядер. Однако такая трактовка встречается с трудностью объяснения обилия трансурановых ядер, которое в этом случае должно быть в сто раз больше наблюдаемого.

Расчет показывает также, что на кривой распространенности ядер должны возникать максимумы, связанные с  $r$ -процессом и объясняемые, как и в случае  $s$ -процесса, магичностью ядер, но предшествующие  $s$ -максимумам.

### 3.3. Дополнительные процессы

1. Остается сравнительно немного изотопов, обойденных как  $s$ -, так и  $r$ -процессами. Это протоноизбыточные ядра, среди которых  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ . Например,  $^{92}\text{Mo}$  не может образоваться, потому что на пути к этому ядру в  $s$ - и  $r$ -процессах встает стабильное ядро  $^{92}\text{Zr}$ . Для объяснения существования этих дважды обойденных ядер приходится вводить еще один так называемый  $p$ -процесс, заключающийся в том, что при температуре  $2 \cdot 10^9$  К протекают реакции  $(p, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$ , а также эндонергетические реакции с ускоренными протонами  $(p, n)$ ,  $(p, 2n)$ .

В последнее время для объяснения протоноизбыточных ядер предложен процесс, идущий с участием нейтрино —  $\nu$ -процесс. Нейтрино, образующиеся во время вспышки сверхновой, вызывают реакции



$\nu$ -Захват идет с заметно большим сечением, если ядро образуется в высоковозбужденном состоянии. Снятие возбуждения при этом часто происходит за счет испускания нейтрона — избыток протонов в ядре еще увеличивается.

2. Для объяснения малого количества ядер лития, бериллия, бора вводится  $X$ -процесс: на фазе сжатия протозвезды идут реакции фрагментации ядер с выносом продуктов, среди которых есть и рассматриваемые аномальные ядра, из сердцевины звезды, где они, иначе, неминуемо сгорели бы.

Подведем итоги. Качественно вся система элементов вплоть до далеких трансуранов (в том числе и еще неоткрытых) находит разумное объяснение в картине термоядерного звездного горения, сопровождающегося рядом побочных процессов. Количественное согласие также имеется, хотя оно и не очень надежно и весомо. В расчетах приходится учитывать много процессов и вводить большое число свободных параметров. Так, расчетные и экспериментально наблюдаемые (по Солнцу) обилия ядер свинца составляют:

$\eta_{\text{Pb}} = (6,5 \pm 3) \cdot 10^{-6} \eta(\text{Si})$ ;  $\eta_{\text{Ks}} = (5 \pm 2) \cdot 10^{-6} \eta(\text{Si})$ ,  
где  $\eta(\text{Si})$  — обилие кремния.

#### 4. ЗАГАДКА ГЕЛИЯ

Самым труднообъяснимым элементом оказался гелий — второй по распространенности элемент в природе: его доля составляет 8% по числу ядер и 30% по весу. Наблюдаемое обилие гелия нельзя объяснить в рамках рассмотренной картины звездного происхождения элементов.

Гелий является ядерным горючим и исходным материалом для синтеза всех остальных элементов. По этой причине он эффективно сгорает в звездах. Наблюдаемое же его количество превосходит даже то, которое может быть образовано в звездах без учета последующего сгорания. Посмотрим, сколько гелия может накопиться в звездах Галактики, если все они излучают за счет  $pp$ -цикла в течение максимально возможного времени, равного возрасту Вселенной ( $t_B = 10^{10}$  лет):

$$\eta_{\text{He}} = \frac{L t_B m_{\text{He}}}{Q M_G} \approx \frac{1}{15}, \quad (96)$$

где  $L \approx 10^{44}$  эрг/с — светимость всех звезд Галактики;  $Q = 26$  МэВ/ядро He =  $4 \cdot 10^{-5}$  эрг/ядро He — энерговыделение в  $pp$ -цикле;  $M_G \approx 10^{44}$  г — масса всех звезд Галактики;  $m_{\text{He}} = 8 \cdot 10^{-24}$  г — масса ядра гелия. Как видно, вычисленная доля гелия в несколько раз меньше наблюдаемой, а ведь она получена в явно завышенных предположениях, так как гелий не накапливается в звездах, а сгорает при температурах  $T \gtrsim 10^8$  К. Следовательно, гелий образуется не в звездах.

---

В настоящее время можно считать хорошо установленным, что гелий в основном имеет космологическое происхождение: он был синтезирован на ранней, дозвездной и догалактической стадии развития Вселенной, когда вещество было очень плотным и горячим и в нем могли протекать реакции термоядерного синтеза. Продолжительность этой фазы была столь короткой, что образовался в основном только гелий.

### 1. ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА

Модель Горячей Вселенной (ГВ) — один из вариантов нестационарных решений космологического уравнения Эйнштейна, открытых Фридманом (1922 г.). Однако в своих решениях Фридман не принимал во внимание излучение и рассматривал мир, состоящий только из "холодного" вещества. В 1946 г. Гамов высказал предположение, что на начальном этапе Вселенная была не только очень плотной, как следовало из фридмановских решений, но и очень горячей. Это предположение с последующим развитием получило название теории Большого Взрыва (*Big Bang*). Развивая теорию Большого Взрыва, Альфер, Бете и Гамов в 1948 г. создали модель ГВ, согласно которой электромагнитное излучение доминировало в ранней Вселенной и определяло ее развитие. В условиях высоких температур должны были протекать реакции синтеза элементов. Авторы пытались таким путем объяснить образование всех элементов (в то время теории звездного синтеза в той развитой форме, как она существует сейчас, еще не было), но эта попытка не увенчалась успехом. Кроме того, вычисленная ими современная температура теплового излучения Вселенной оказалась  $T = 25 \text{ K}$ , что противоречило наблюдениям. Как выяснилось позже, приблизительно в то же время были проведены расчеты Ферми и Туркевичем, которые дали удивительно близкую к реально существующей температуру теплового фона  $T = 5 \text{ K}$ , но из-за "холодной войны" они были засекречены. По всем этим причинам модель ГВ считалась долгое время несостоятельной и была почти забыта. Только в 1964 г. Хойл и Тейлор возроди-

ли идею ГВ, но уже исключительно для объяснения происхождения гелия. Идею о том, что во Вселенной должно существовать универсальное поле теплового излучения, высказывали в 60-х годах также Дикке, Новиков и Дорошкевич и др. Наконец, в 1965 г. реальность ГВ была экспериментально доказана. Это стало ясно после открытия Пенциасом и Вильсоном универсального изотропного излучения в сантиметровом диапазоне радиоволн с  $T = 3$  К. Дикке сразу же объяснил его как тепловое реликтовое излучение – отголосок горячего начала Вселенной.

## 2. МОДЕЛЬ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Предположим, что Вселенная в целом однородна и изотропна. Казалось бы, такое допущение не соответствует действительности. Однако если рассматривать мир в большом пространственном масштабе, намного большем, чем размеры скоплений (кластеров) галактик, он выглядит столь же однородным и изотропным, как газ, состоящий из атомов и молекул. Наибольший размер неоднородностей в мире – это радиус сверхскоплений галактик. Примером может служить Сверхскопление в Деве, в которое наряду с Местной системой галактик (Млечный путь, Магеллановы Облака, Туманность Андромеды и т.д.) входит еще около тысячи галактик и которое имеет размер 20 Мпс. Более крупных неоднородностей, по-видимому, не существует. Значит, начиная с размера  $100 \text{ Мпс} \cong 10^{26} \text{ см}$ , галактики и кластеры галактик распределены приблизительно равномерно, а это составляет только  $10^{-2}$  видимого размера Вселенной  $R_B = c/H = 10^{28} \text{ см}$  (где  $c$  – скорость света,  $H = 50 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$  – постоянная Хаббла). Отсюда ясно, что в пределах видимых размеров Вселенная в высокой степени однородна и изотропна. Важно отметить, что это свойство она сохраняет во все эпохи своего развития.

Кроме того, галактики и звезды образовались сравнительно недавно в результате местных уплотнений в первичном веществе. Изотропия на небе и равномерная плотность галактик в пространстве свидетельствуют о том, что первичное вещество было очень однородно. Мы будем рассматривать как раз дозвездную и догалактическую стадию Вселенной, однородность и

изотропность вещества в которой представляют важнейший космологический принцип. Другими словами, Вселенная не имеет и никогда не имела выделенного центра и выглядит одинаковой из любой точки.

Сделаем еще одно предположение. Оно характерно только для модели ГВ и по существу определяет ее: вещество в мире нагрето, из чего следует, что наряду с веществом существует и излучение с планковским спектром, определяемым температурой.

Итак, ГВ задается и определяется следующими параметрами: температурой  $T$ , плотностью вещества  $\rho_g$  и масштабным фактором  $r$ , который можно представить как расстояние между двумя выбранными точками (в современном мире — между двумя галактиками). Все другие величины, которые необходимо вводить в рассмотрение, выражаются через  $T$  и  $\rho_g$ :

$$\begin{aligned} \epsilon_g &= \rho_g c^2 - \text{плотность энергии вещества;} \\ \rho_{uz} &= \frac{\epsilon_{uz}}{c^2}; \quad \epsilon_{uz} = \frac{4\pi I}{c} - \text{плотность излучения и плотность энергии излучения, где} \end{aligned}$$

где  $I$  — спектральная плотность теплового излучения (формула Планка);

$$I = \int_0^{\infty} W(\nu) d\nu \quad \left( W(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (\exp \frac{h\nu}{kT} - 1)^{-1} \right) \quad (97)$$

— спектральная плотность теплового излучения (формула Планка);

$$p = \epsilon_{uz} / 3 = \rho_{uz} c^2 / 3 \quad (98)$$

— давление излучения.

Напишем в рамках ньютоновского приближения уравнение для масштабного фактора  $r$ , которое представляет выражение для гравитационной силы, действующей на пробную частицу массы  $m$ , расположенную на сфере радиуса  $r$  (рис. 16). Вещество вне сферы не оказывает на частицу никакого действия, так как оно распределено равномерно и изотропно. Вещество и излучение, заключенные внутри сферы, вызывают силу

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -m \frac{G}{r^2} \frac{4\pi r^3}{3} (\rho_g + \rho_{uz}). \quad (99)$$

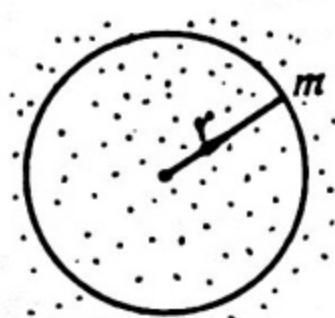


Рис. 16. Схема, поясняющая вывод космологического уравнения

Заметим, что уравнение (99) линейно по  $r$  и замена  $r$  на  $r' = kr$  не вносит изменения. Именно поэтому за  $r$  может быть взято расстояние между любыми частицами или галактиками. Все расстояния в мире будут изменяться подобным образом, как если бы изменялся линейный масштаб Вселенной. Отсюда и название для  $r$  — масштабный фактор.

Другим необходимым уравнением для сферы радиуса  $r$  будет уравнение сохранения энергии

$$\frac{d}{dt} (\mathcal{E} r^3) = -P \frac{dr^3}{dt}, \quad (100)$$

где  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_g + \mathcal{E}_{u3}$ , отражающее тот факт, что изменение энергии, заключенной в сфере, происходит за счет работы, производимой давлением  $P$ .

Совместное решение (99), (100) приводит к временным зависимостям параметров мира — мы получили, как и следовало ожидать, нестационарную Вселенную. При начальных условиях: температура и плотность вещества велики ( $T = \infty$ ,  $\rho_g = \infty$ ) и для малых (по сравнению с возрастом Вселенной) времен  $t$  решения примут вид:

$$\rho_g = \frac{3}{32 \pi G t^2} = \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \text{ г/см}^3, \quad (101)$$

$$T = \frac{1,5 \cdot 10^{10}}{x^{1/4} t^{1/2}} \text{ К}, \quad (102)$$

где  $x$  — число безмассовых частиц (нейтрино разных типов:  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), определяющих темп остывания излучения.

Что касается масштабного фактора, то его временная функция зависит от дополнительных предположений (начальных условий) о величине энергии первичного взрыва в момент  $t = 0$ , приведшего к расширению Вселенной. Но для малых  $t$  эта зависимость универсальна:

$$r = A t^{1/2}, \quad A = \text{const}. \quad (103)$$

Полученные решения дают возможность проследить, как изменялось вещество и излучение во Вселенной. Из них, в частности, выходит, что плотности энергии вещества и излучения изменялись разным образом:

$$\rho_g \sim n_g \sim 1/r^3; \quad \mathcal{E}_{u3} \sim n_{u3} E_{u3} \sim 1/r^4; \quad n_{u3} \sim 1/r^3, \quad (104)$$

где  $n_g, n_{u3}$  — концентрация вещества и излучения;  $E_{u3}$  — энергия квантов излучения, которая из-за эффекта Доплера, связанного с общим расширением Вселенной, испытывает "красное сме-

шение" и изменяется как  $1/r$ . Благодаря этому и происходит более сильное изменение плотности энергии излучения по сравнению с плотностью энергии вещества.

### 3. РАЗВИТИЕ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Из соотношений (104) видно, что при очень малых  $t$  и  $r$  энергия, заключенная в излучении, намного превосходила энергию вещества ( $\epsilon_{из} \gg \epsilon_g$ ), тогда как в наше время соотношение обратное ( $\epsilon_{из} \ll \epsilon_g$ ). В ранней Вселенной излучение доминировало и полностью определяло "лицо" мира. Можно назвать четыре эры в развитии Вселенной, которые проходили по мере того, как излучение уступало перед веществом (рис. 17 и табл. 6).



Рис. 17. Временная зависимость плотности вещества и излучения в модели Горячей Вселенной

Таблица 6  
Этапы развития Горячей Вселенной

Эра	Длительность	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Величина энергии на частицу	Характерная энергия
Адронная	$10^{-44} - 10^{-4}$ с	$10^{94} - 10^{14}$	$10^{20}$ ГэВ - $10^2$ МэВ	$m_{\pi}$
Лептонная	$10^{-4} - 10$ с	$10^{14} - 10^4$	$10^2 - 1$ МэВ	$m_e$
Излучения	$10$ с - $10^6$ лет	$10^4 - 10^{-21}$	$1$ МэВ - $1$ эВ	$I_H$
Вещества (звездная)	$10^6 - 10^{10}$ лет	$10^{-21} - 10^{-30}$	$1$ эВ - $10^{-3}$ эВ	$\bar{E}_{рел}$

### 3.1. Адронная эра

В это время вещество представлено в основном адронами. Начальная граница адронной эры весьма условна. Она определяется учетом квантовых эффектов в гравитации. Так как последовательной теории еще нет, оценку производят по порядку величины: из мировых констант  $\hbar$ ,  $c$  и  $G$ , которые должны войти в квантовую теорию гравитации, составляются комбинации с размерностью плотности, длины и времени:

$$\rho_{пр} = \frac{c^5}{G^2 \hbar} \approx 10^{94} \text{ г/см}^3; \quad (105)$$

$$L_{пр} = \left( \frac{\hbar G}{c^3} \right)^{1/2} \approx 10^{-33} \text{ см}; \quad (106)$$

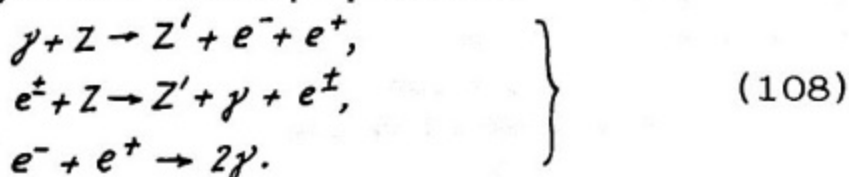
$$t_{пр} = \left( \frac{\hbar G}{c^5} \right)^{1/2} \approx 10^{-44} \text{ с}, \quad (107)$$

являющиеся предельными, до которых может использоваться классическая теория гравитации. Может быть истинные предельные величины, которые будут получены в последовательной теории, окажутся менее экстремальными.

Адронная эра характеризуется столь высокой температурой излучения, что кванты могут рождают пары тяжелых частиц - адронов:  $\gamma + Z \rightarrow Z^+ + N + \bar{N}$ . Их взаимодействия друг с другом и взаимная аннигиляция вновь порождают кванты, причем прямые и обратные процессы протекают с одинаковыми вероятностями. В этом случае излучение и вещество находятся в термодинамическом равновесии. Время установления равновесия намного меньше времени изменения состояния вещества связанного с расширением Вселенной. Выход из равновесного состояния происходит только в результате уменьшения температуры, как следует из (102), и прекращения рождения квантами пар тяжелых частиц. Первыми выйдут из равновесия самые тяжелые адроны, последними - самые легкие -  $\pi$ -мезоны. Это произойдет, когда средняя энергия квантов сравняется с массой  $\pi$ -мезона:  $kT = m_\pi \approx 10^2 \text{ МэВ}$ , что будет означать конец адронной эры. Большая часть адронов аннигилирует или распадается. Останется только малая часть нуклонов, которая с самого начала представляла вещественный избыток в барионно-симметричном море адронов. В модели Великого объединения доказывалось, что барионная асимметрия мира возникла в результате несохранения барионного заряда  $B$  и комбинированной четности  $CP$  в расширяющейся Вселенной за время  $t \sim 10^{-30} \text{ с}$ .

### 3.2. Лептонная эра

Когда температура станет ниже 100 МэВ, вещество будет представлено в основном легкими частицами — лептонами, которые по-прежнему будут находиться в термодинамическом равновесии с излучением благодаря реакциям:



Конец лептонной эры определяется уходом из равновесия с излучением самого легкого из лептонов с ненулевой массой покоя — электрона ( $kT = m_e \approx 1$  МэВ). Подавляющее число лептонов повторит судьбу адронов — они исчезнут в реакциях аннигиляции и распада. Выживет только малая часть электронов, представляющая тот же вещественный избыток, что и соответствующая часть нуклонов — мир в целом электрически нейтрален.

### 3.3. Эра излучения

После того, как все вещество "оторвалось" от излучения и стало изменяться со временем по своему закону ( $\epsilon_B \sim 1/r^3$ ), излучение продолжает остывать по закону  $\epsilon_{из} \sim 1/r^4$ , но все еще доминирует в мире. Вот почему это время получило название эры излучения, хотя его можно было бы назвать и эрой сосуществования излучения с веществом. Эра излучения заканчивается в тот момент, когда энергия излучения сравнивается с энергией вещества. Приблизительно в этот же момент излучение практически перестает взаимодействовать с веществом, так как последнее из водородно-гелиевой плазмы становится нейтральным в результате рекомбинации. Это произойдет при температуре  $T \approx 3 \cdot 10^3$  К, при которой средняя энергия квантов сравнивается с потенциалом ионизации водорода:  $kT \approx I_H$ .

### 3.4. Эра вещества

Отныне излучение доживает свой век при дворе его величества Вещества. Оно всего лишь реликт, воспоминание о некогда могучем Огненном Шаре. Температура излучения в наше время составляет  $\sim 3$  К. Вещество группируется в звезды и

галактики, а неизрасходованная его часть заполняет в виде газа межзвездное и межгалактическое пространство. Картина мира, представленная нашим глазам, в общих чертах дорисована.

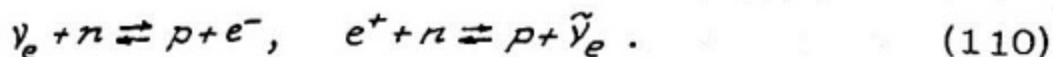
#### 4. КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ ГЕЛИЯ

Как следует из (102), температура Огненного Шара через 1 с после его образования была  $1,5 \cdot 10^{10}$  К, а к концу первых суток упала до  $5 \cdot 10^7$  К. За это время, охватывающее адронную, лептонную эру и начало эры излучения, и происходили процессы, приведшие к образованию гелия и в небольшом количестве некоторых изотопов легких элементов.

В этих процессах принимали участие нуклоны. Так как нейтрон тяжелее протона, состав нуклонов определяется фактором

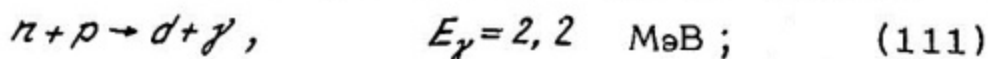
$$N_n / N_p \sim e^{-\frac{\Delta m}{kT}}, \quad (109)$$

где  $\Delta m = m_n - m_p = 1,3$  МэВ. В адронную эру  $\Delta m \ll T$  и доли нейтронов и протонов практически равны:  $\delta_n \cong \delta_p \cong 0,50$ . В таком составе нуклоны приходят к лептонной эре, но дальше их состав изменяется из-за реакций с лептонами:



Реакции (110) эффективно идут при температурах  $T > 1$  МэВ, когда в мире велика концентрация лептонов. Идущие в разные стороны реакции неравнозначны: с нейтронами — экзоэнергетичны, с протонами — эндоэнергетичны. Это приводит к тому, что нейтронов становится все меньше. Уже в начале лептонной эры ( $t = 2 \cdot 10^{-3}$  с) состав нуклонов несимметричный:  $\delta_n = 0,47$ ,  $\delta_p = 0,53$ . К ее концу ( $t = 3$  с), когда длина свободного пробега лептонов становится больше "радиуса мира"  $r$ , реакции (110) практически прекращаются и состав нуклонов больше не изменяется (его называют "замороженным"). Доли нейтронов и протонов составляют:  $\delta_n = 0,165$ ,  $\delta_p = 0,835$ .

"Замороженный" состав нуклонов в начале эры излучения ( $T < 1$  МэВ,  $t > 10$  с) вступает в термоядерные реакции:





Реакция (111) идет и в лептонную эру, но тогда она не приводит к образованию заметного количества дейтерия, так как при  $T > 2,2 \text{ МэВ}$  идет обратная реакция фоторасщепления дейтерия. Когда температура понижается настолько, что фоторасщепления не происходит, весь дейтерий перерабатывается в  ${}^4\text{He}$  в реакциях (112), сечение и выход которых велики. В результате реакций (111), (112) доля протонов убывает за счет образования гелия. Вся картина изменения состава вещества показана на рис. 18. Доля синтезированного гелия зависит от соотношения вероятностей реакции (111)  $W_1 \sim n_p n_n \sim g_8^2$  (где  $n_p$  и  $n_n$  — концентрации протонов и нейтронов) и вероятности  $W_2 \sim 1/\tau_n$  распада нейтрона



При  $W_1 \gg W_2$  все нейтроны войдут в ядра гелия-4 и его доля будет составлять  $\delta_{\text{He}} = 2d_n = 0,33$ . Если  $W_1 \ll W_2$ , гелий не успевает образовываться и его доля равна нулю. Удобным параметром для проведения расчетов может служить отношение  $T^3/g_8$ , которое не изменяется с развитием Вселенной, так как  $\rho_8 \sim T^3$ . Это отношение пропорционально удельной энтропии Вселенной  $s$ ; энтропия  $S = \epsilon_{u3} / T = 4 a T^3 / 3$ ;  $T^3/g_8 \sim \frac{S}{g_8} \sim \frac{\pi u_3}{n_8} = s$ ;  $s = 10^7 \div 10^9$ . Неопределенность удельной энтропии  $s$  обусловлена неточностью знания плотности вещества в наше время. На один нуклон во Вселенной приходится  $10^7 - 10^9$  фотонов. Во избежание недоразумений заметим, что все процессы в ГВ обратимые и идут с сохранением удельной энтропии.

Результаты подробного расчета приведены в табл. 7. Основным синтезированным элементом является  ${}^4\text{He}$ . В некотором количестве возникают также  ${}^3\text{He}$  и дейтерий, но из-за эффективной переработки в  ${}^4\text{He}$  по реакциям (112) их доля незначительна. Можно учесть и дальнейшие реакции синтеза вещества. При этом в еще меньшем количестве образуются ядра легких элементов.

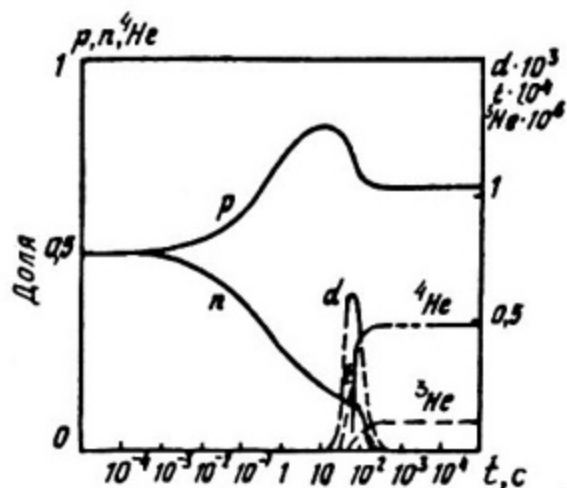


Рис. 18. Изменение во времени состава вещества на ранней стадии Горячей Вселенной

Таблица 7  
Космологический синтез элементов в зависимости от параметра  $T^3/\rho_B$

$\rho_B$ , г/см <sup>3</sup>	$10^{30} T^3/\rho_B$ , К <sup>3</sup> /(г/см <sup>3</sup> )	Доля ядер			
		${}^1_1\text{H}$	${}^2_1\text{H}$	${}^3_2\text{He}$	${}^4_2\text{He}$
10-31	270	0,77	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0,23
10-30	27	0,75	$3 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	0,25
10-29	2,7	0,73	$10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-6}$	0,27

Так как  $T^3/\rho_B = \text{const}$  на всех этапах развития Вселенной, этот параметр может быть вычислен для нашего времени, причем из-за незнания точной средней плотности вещества возьмем так называемое критическое значение, определяемое через постоянную Хаббла  $H = 50 \text{ км/с} \cdot \text{Мпс}$ :

$$\rho_{кр} = \frac{3H^2}{8\pi G} = 6 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3, \quad (114)$$

$T = 3 \text{ К}$ . Тогда  $T^3/\rho_{кр} = 3 \cdot 10^{30}$ , что по расчету дает долю гелия  $\delta_{\text{He}} = 0,27$ . Полученная величина хорошо совпадает со средней распространенностью гелия в природе, что может служить аргументом в пользу его реликтового происхождения.

Возможна и обратная постановка задачи: по измеренному обилию гелия определить параметр  $T^3/\rho_B$  и, зная  $T$  реликтового излучения, вычислить среднюю плотность вещества в мире. Важность этой задачи огромна – средняя плотность вещества вместе с постоянной Хаббла  $H$  определяют метрику мира: какой моделью – открытой или закрытой – описывается Вселенная и что с ней произойдет в будущем. Но решение этой задачи очень сложно. Распространенность гелия испытывает значи-

тельные флуктуации от места к месту, связанные с местными условиями звездного синтеза, которые надо учитывать, чтобы получить долю космологического гелия. Кроме того, доля гелия, как видно из табл. 7, очень слабо зависит от параметра  $T^3/\rho_g$ : изменение параметра в 100 раз приводит всего лишь к 3-процентному изменению доли синтезированного гелия. Необходимо знать распространенность гелия с точностью не хуже 1%, что в настоящее время не представляется возможным. Более сильная зависимость у долей дейтерия и  ${}^3\text{He}$ , но они сами по себе слишком ничтожны, чтобы можно было их измерить в условиях сильного звездного загрязнения.

В настоящее время проблема синтеза гелия в ГВ привлекла внимание еще с одной стороны. Открытие тяжелого лептона  $\tau$  со своим нейтрино  $\nu_\tau$ , которое, скорее всего, отлично от  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , поставило вопрос: сколько существует всего лептонов и типов нейтрино? Из модели ГВ и космологического синтеза гелия можно получить ответ на этот вопрос. Это следует из (102), параметр  $x$  в которой представляет число безмассовых частиц в природе. Выходя из состояния термодинамического равновесия с веществом, что происходит в конце лептонной эры (см. с. 82), эти частицы способствуют остыванию вещества. Исходя из доли гелия  $\delta_{\text{He}} = 0,25$  и доли дейтерия  $\delta_{\text{D}} = 10^{-4}$ , получают следующую оценку: число разных лептонов в мире (и разных типов нейтрино) заведомо меньше 7 и, возможно, не превышает 4. Если это действительно так, то должен существовать еще один неоткрытый пока сверхтяжелый лептон со своим нейтрино, а число поколений кварков должно равняться четырем.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. - М.: Наука, 1980 (гл. "Ядерная космофизика").
2. Шкловский И.С. Звезды. - М.: Наука, 1977.
3. Вайнберг С. Первые три минуты, - М.: Энергоатомиздат, 1981.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Глава I. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ.....</b>	<b>3</b>
1. Источник энергии.....	3
2. Термоядерные циклы.....	7
3. Проверка звездных термоядерных циклов.....	10
<b>Глава II. НЕЙТРИННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ СОЛНЦА.....</b>	<b>17</b>
1. Метод регистрации солнечных нейтрино.....	17
2. Эксперимент Дэвиса.....	18
3. Хлорный детектор.....	20
4. Контрольные эксперименты.....	22
5. Поток солнечных нейтрино.....	24
<b>Глава III. НЕЙТРИННАЯ АСТРОФИЗИКА.....</b>	<b>26</b>
1. Результаты эксперимента Дэвиса.....	26
2. Объяснения полученного результата.....	27
3. Астрофизические следствия эксперимента Дэвиса	30
4. Варианты экспериментов с солнечным нейтрино...	33
5. Нейтринная астрономия.....	34
<b>Глава IV. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД.....</b>	<b>37</b>
1. Характеристики звезд.....	37
2. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела.....	39
3. Этапы звездной эволюции.....	41
4. Звезды с большой плотностью вещества.....	46
5. Нейтронизация вещества.....	48
6. Нейтронные звезды и черные дыры.....	49
<b>Глава V. СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ.....</b>	<b>50</b>
1. Наблюдения сверхновых звезд.....	50
2. Звездная археология.....	51
3. Характеристики сверхновых звезд.....	52
4. Модель ядерного взрыва сверхновой звезды.....	55
<b>Глава VI. ЗВЕЗДЫ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ.....</b>	<b>59</b>
<b>Глава VII. ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ.....</b>	<b>63</b>
1. Этапы синтеза элементов в звездах.....	63
2. Распространенность элементов в природе.....	67
3. Происхождение тяжелых ядер.....	69
4. Загадка гелия.....	75
<b>Глава VIII. СИНТЕЗ ГЕЛИЯ В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ....</b>	<b>76</b>
1. Историческая справка.....	76
2. Модель Горячей Вселенной.....	77
3. Развитие Горячей Вселенной.....	80
4. Космологический синтез гелия.....	83
<b>РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>86</b>

Б.И.Лучков, А.Ф.Июдин

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

Редактор Е.Н.Кочубей  
Техн. редактор Н.М.Воронцова  
Корректор Е.А.Захарченко

Тем. план 1986 г., позиция 138

---

Л.-63390 Подписано в печать 19/10-1986г. Формат 60x84 1/16  
Объем 5,5 п.л. Уч.-изд.л. 5,0 Тираж 200 экз. Цена 35 коп.  
Изд. № 104-1 Заказ 2027

---

· Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31