

539.17+523

**ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В АСТРОФИЗИКЕ \*)****К. Барнс**

Одной из наиболее активных областей современных исследований является астрофизика — наука (если хотите, род деятельности), объединяющая несколько дисциплин: геофизику, планетарную физику, физику космического пространства, теоретическую и наблюдательную астрономию, ядерную физику. Роль, которую играет ядерная физика в этой области, весьма значительна, так как выделение тепловой энергии при ядерных превращениях в звездах регулирует, как мы увидим позднее, их температуру (эффект термостатирования). Помимо этого, ядерные реакции определяют относительную распространенность элементов в звездах и в окружающем нас пространстве. При рассмотрении различных ядерных реакций, которые могли протекать на последовательных этапах эволюции звезд, необходимо изучать и динамическое поведение звездной модели, поскольку масса, давление, температура и структура звезды тесно связаны. Однако здесь, ради краткости изложения, придется опустить детальное рассмотрение звездных моделей, и это неизбежно приведет к тому, что наше обсуждение ядерных реакций будет отчасти качественным.\*

Хотя имеется обширная литература по ядерной астрофизике, тем не менее соответствующие публикации в журналах обычно не читаются физиками-ядерщиками. Поэтому здесь будет интересным даже качественное обсуждение данного предмета. Большой вклад в литературу по ядерной астрофизике внесли профессор У. А. Фаулер и его сотрудники в Калифорнийском политехническом институте, что является результатом постоянного сотрудничества группы астрофизиков и физиков-ядерщиков.

Сначала я намерен здесь обсудить ядерные реакции с легкими ядрами ( $A \lesssim 20$ ), затем перейти к реакциям для элементов с массовым числом  $A$  порядка 70 и вновь вернуться к области  $20 < A < 70$ , где еще много остается сделать для получения нужных ядерных данных и их синтеза в детальную картину, способную объяснить наблюдаемую распространенность элементов.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА**

Экспериментаторы обычно показывают рисунки и схемы аппаратуры, с помощью которой выполнялся эксперимент. Так как моей темой являются ядерные реакции в астрофизике, я надеюсь, что меня простят за демонстрацию некоторых рисунков той «аппаратуры», в которой протекают звездные ядерные реакции. Первый рисунок показывает так называемую Большую Галактику в Андромеде, которая, по-видимому, похожа на нашу собственную Галактику. Типичной особенностью таких галактик

\*) Доклад, прочитанный на II Симпозиуме по структуре легких ядер (США, апрель 1966 г.). Перевод Э. И. Шаропова.

является наличие больших областей, где звезды затемнены облаками «пыли». По нашему мнению, здесь конденсируются звезды, которые возникают, развиваются и потухают; при этом протекают ядерные реакции. На рис. 2 показана туманность Мессье-8, в которой большие облака газа



Рис. 1. NGC 224 — Большая Галактика в Андромеде, по-видимому, подобная по физической структуре нашей Галактике.  
Обсерватории Маунт Вилсон и Паломар.)

флуоресцируют под действием яркого света новых звезд. Иногда светимость этих звезд такова, что они заведомо не могли сформироваться ранее чем  $10^7$  лет назад. Это является коротким отрезком времени, например, в сравнении с возрастом нашей солнечной системы.

Помимо образования (конденсации) из межзвездной материи, звезды также сами выталкивают материю, иногда относительно медленно и непрерывно, иногда во вспышках, как показано на рис. 3 (так называемая «коль-

цевая туманность»), и временами в катастрофических взрывах сверхновых звезд.

На рис. 4 показана Крабовидная туманность, которая, надо думать, является раскаленным остатком сверхновой звезды, наблюдавшейся



Рис. 2. NGC 6523 — туманность в Стрельце, обнаруживающая очень яркие «юные» звезды.

(Обсерватории Маунт Вилсон и Паломар.)

китайскими астрономами в 1054 г. Нашей «лабораторией» будут, таким образом, звезды, конденсирующиеся из межзвездной материи — главным образом водорода, с остатками некоторых других элементов, которые могли быть выброшены из прежних звезд. Важным и нерешенным пока вопросом является количество гелия в материи, из которой конденсируются звезды. Оказывается, что некоторые звезды содержат до 30% гелия

(по весу), который так или иначе должен был перейти к ним из прежних звезд или из первичного расширения (big bang). Напротив, другие звезды содержат так мало гелия, что он не наблюдается в их спектрах. Как общее правило, старые звезды обнаруживают лишь очень малое количество

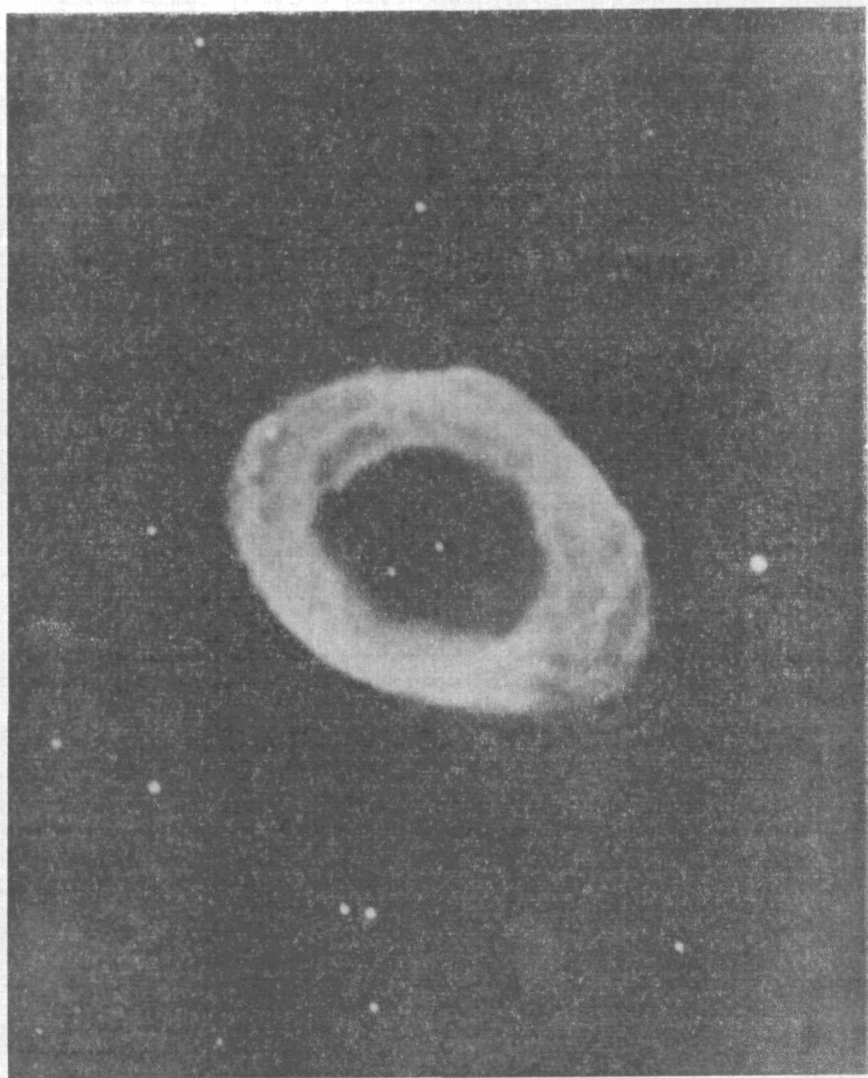


Рис. 3. NGC 6720 — кольцевая туманность в Лире; раскаленный газ, вероятно, испущен из звезды в центре туманности.  
(Обсерватории Маунт Вилсон и Паломар)

тяжелых элементов, а молодые — большое. Этот факт может означать, что молодые звезды сформировались из межзвездных облаков водорода, «загрязненного» остатками прежних звезд.

На рис. 5 приведена так называемая диаграмма Герцшпрунга — Рассела (диаграмма светимость — цвет) для одного звездного скопления, изученного Сэндейджем<sup>1</sup>. Можно считать, что по вертикальной оси отложена излучаемая энергия в логарифмическом масштабе (энергия возраста-

ет снизу вверх), а по горизонтальной оси — температура поверхности звезды (температура возрастает налево). При типичном эволюционном пути звезда остается на кривой, обозначенной как «главная последовательность», в течение  $10^7 \div 10^{10}$  лет (в зависимости от массы), а затем

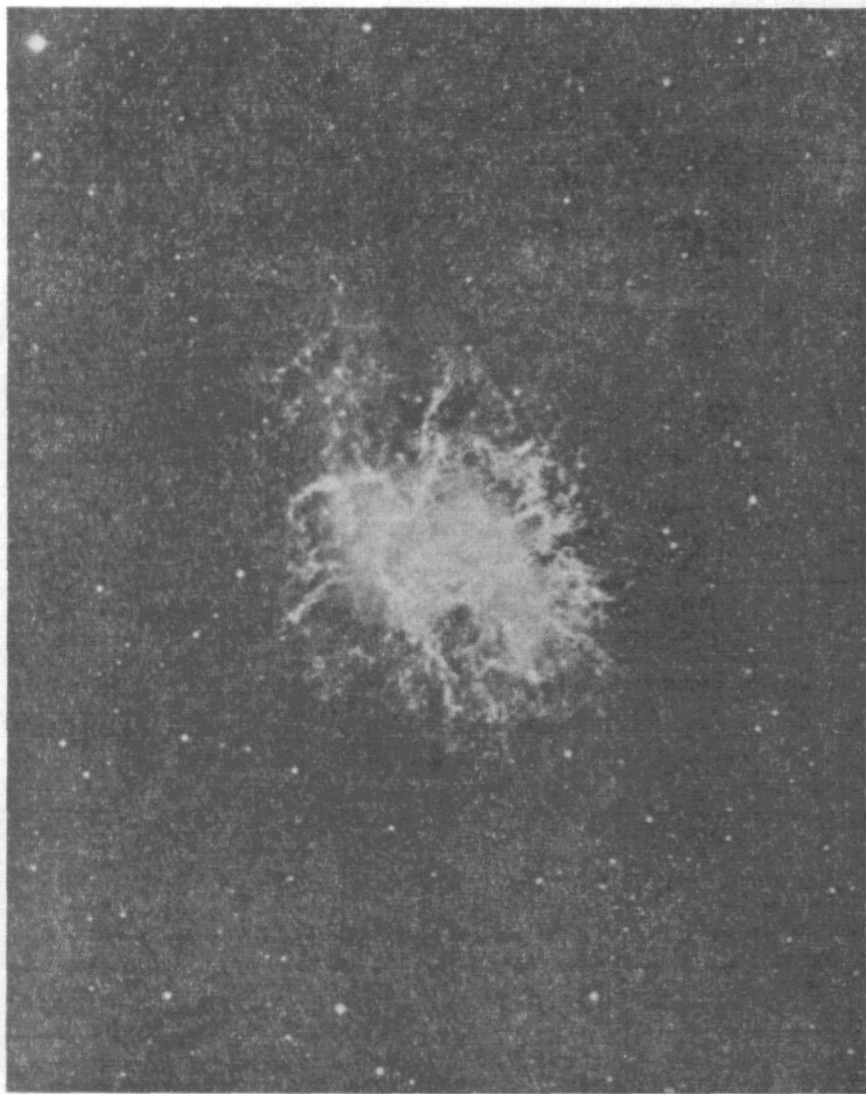


Рис. 4. NGC 1952 — Крабовидная туманность в Тельце, являющаяся, по-видимому, остатком сверхновой, наблюдавшейся в 1054 г.  
(Обсерватории Маунт Вилсон и Паломар.)

уходит направо в область, обозначенную как «красные гиганты». В этой фазе внешняя область звезды распухает до большого диаметра с низкой поверхностной температурой. По крайней мере более массивные звезды, вероятно, становятся в конце концов сверхновыми, выталкивая значительную долю своей массы. Остатки могут быть в некоторых случаях так называемыми «белыми карликами», которые должны появляться в левой



нижней части диаграммы; правда, эта часть эволюционного пути звезды известна пока плохо. Предполагается также, что остатки сверхновой

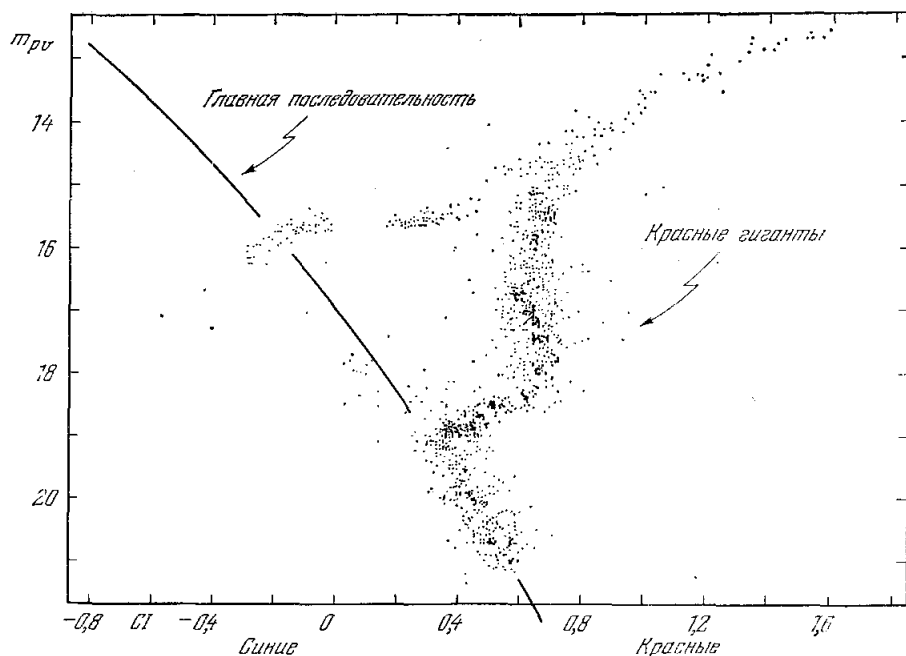


Рис. 5. Диаграмма Герцшпрунга — Рассела для сферического скопления М3 (согласно Сэндейджу).

Показана «главная последовательность», в звездах которой, как считают, протекают реакции водородного цикла. Возрастание массы звезд из главной последовательности и уменьшение длительности водородного цикла происходят вверх налево.

могут принимать форму «нейтронных звезд» — объектов, которые до сих пор ускользают от наблюдения.

#### ПУТЕВОДНАЯ НИТЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Изучение динамики звездных моделей приводит к оценкам температуры и давления в функции расстояния от центра звезды и, таким образом, к догадкам о характере звездных ядерных реакций; все же наиболее прямым ключом к расшифровке имевших место ядерных процессов является относительная распространенность различных ядер, определенная по звездным спектрам и материалам земного и метеоритного происхождения, которые, предположительно, были образованы в результате ядерных процессов в далеком прошлом. На рис. 6 показана относительная распространенность элементов в функции атомного веса согласно данным Брауна<sup>2</sup>. Общая тенденция дана сплошной кривой, указывающей, что материя в видимой Вселенной должна еще пройти длительный путь ядерной эволюции, прежде чем все нуклоны упакуются в наиболее стабильные ядра вокруг области железа. Уже имеющийся в этой области заметный пик распространенности мы должны постараться объяснить. Рис. 7 дает сравнение (сделанное Гринстейном<sup>3</sup>) распространенностей, полученных из солнечных и звездных спектров, с распространенностью элементов из метеоритных образцов (по Зюссу и Юри<sup>4</sup>). Эта кривая изображена в функции порядкового номера элемента, так как последний определяет энергию спектральных линий. Довольно близкое согласие двух методов определения распространенности элементов указывает, что мы вполне

можем обсуждать единую кривую распространенности для объектов в нашем собственном окружении, хотя вряд ли можно настаивать, что она действительно универсальна. Так как некоторая «тонкая структура» этой кривой, несомненно, обязана химическим причинам, Зюэсс и Юри построили сглаженную кривую распространенности, показанную схематически на рис. 8, используя относительную распространенность химически схожих редких земель, чтобы определить «локальное» поведение кривой.

#### ОБСУЖДЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Э. Бэрбидж, Г. Бэрбидж, Фаулер и Хойл указали, что необходимы по крайней мере девять различных ядерных процессов, чтобы воспроизвести указанную кривую распространенности. Согласно их терминологии эти процессы таковы: 1) сгорание водорода, 2) сгорание гелия, 3) сгорание углерода и кислорода, 4)  $\alpha$ -процесс, 5) равновесный процесс, 6)  $s$ -процесс, 7)  $r$ -процесс, 8)  $p$ -процесс и 9)  $i$ -процесс.

Так называемый  $i$ -процесс предлагается, чтобы объяснить наличие легких элементов — лития, бериллия и бора, которые быстро уничтожаются в ядерных реакциях при существующих температурах в ядрах звезд. Эти элементы, вероятно, получают путем расщепления углерода, а возможно, и более тяжелых элементов, протонами, ускоренными в магнитно-активных областях вблизи поверхности звезд.

$p$ -процесс введен, чтобы объяснить наличие наиболее богатых протонами ядер, имеющих (в малом количестве) среди тяжелых элементов. Эти ядра, вероятно, формируются при слабом протонном облучении или в  $(\gamma, n)$ -процессах на элементах вдоль линии ядерной стабильности, получающихся в «главном потоке»  $s$ -процесса, описываемого ниже.

Мы теперь вернемся к основным процессам, ответственным за общее поведение кривой распространенности, и обсудим сначала сгорание водорода. Предположение о том, что наибольшая часть звездной энергии производится за счет сжигания водорода в гелий, по-видимому, было впервые высказано Эддингтоном вскоре после исследования ядерных реакций Резерфордом и пионерских масс-спектрографических работ Астона \*)

\*) В 1925 г. А. Эддингтон так сформулировал свой тезис о «выплавлении» гелия в звездах: «Утверждают, например, что образование гелия из водорода не будет существенно ускорено при звездных температурах и потому не может рассматриваться как источник звездной энергии. Но гелий, который мы имеем, должен был быть изготовлен в какое-то время и в каком-то месте. Мы не спорим с критиком, который говорит, что звезды недостаточно горячи для этого процесса; мы говорим ему: иди и найди более горячее место».

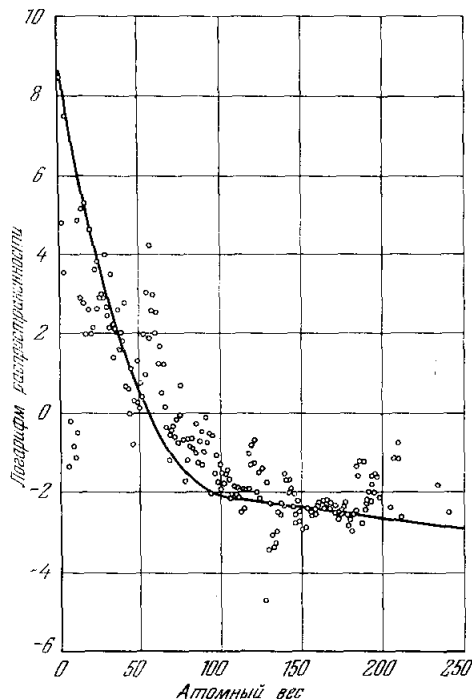


Рис. 6. Относительная распространенность ядер по Брауну (в основном из метеоритных данных и данных солнечного спектра).

Пики вблизи  $A = 56$  и низкие точки при  $A \sim 10$  (Li, Be, B) обсуждаются в тексте.

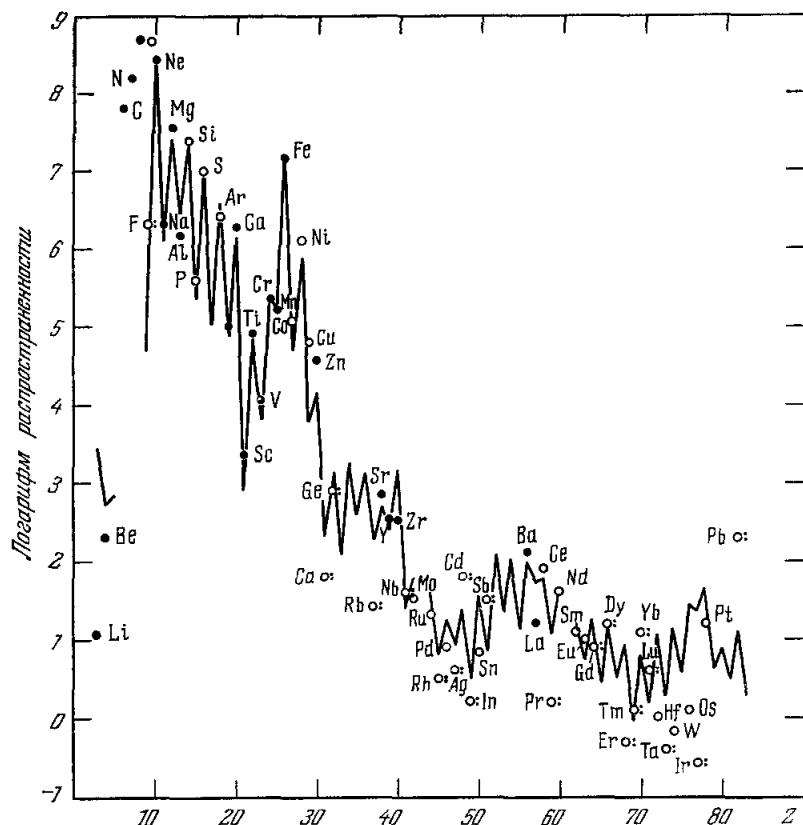


Рис. 7. Сравнение распространенности элементов из метеоритных данных с распространенностью из данных солнечного спектра (по Гринштейну).

Ломаная линия — Зюсс и Юри<sup>4</sup>, кружки — солнечные и звездные распространенности (1956 г.; темные — хорошие, светлые — плохие).

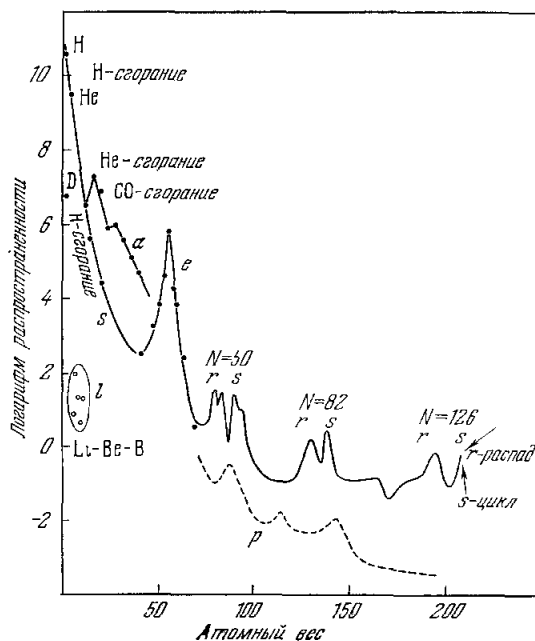


Рис. 8. Схематическая кривая распространенности элементов, сглаженная в работе<sup>4</sup> с использованием относительной распространенности изотопов, чтобы уменьшить флуктуации вследствие химического фракционирования.



# СГОРАНИЕ ВОДОРОДА

В звездах главной последовательности с массой порядка солнечной или меньше «плавка» водорода в гелий осуществляется через протон-протонную цепь ядерных реакций, которая показана на рис. 9. Показаны альтернативные пути завершения цепи к  $\text{He}^4$ . Относительная вероятность

pp-цепь	Реализуемая энергия или $\tau S_0$ (кэв-бн)		$f_0 S_0$ для Солнца
$\text{H}^1 + \text{H}^1 \rightarrow \text{D}^2 + \beta^+ + \nu$	1,19·2 = 2,38	Мэв	3,5·10 <sup>-22</sup>
$\text{D}^2 + \text{H}^1 \rightarrow \text{He}^3 + \gamma$	5,49·2 = 10,98		3,0·10 <sup>-4</sup>
$\text{He}^3 + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + 2\text{H}^1$	12,86		1,1·10 <sup>3</sup>
или	26,22 (2% потерь на $\nu$ )		
$\text{He}^3 + \text{He}^4 \rightarrow \text{Be}^7 + \gamma$	1,59		0,47
$\text{Be}^7 + e^- \rightarrow \text{Li}^7 + \nu + \gamma$	→ 0,05		$\bar{\tau} = 120$ дней (центр Солнца)
$\text{Li}^7 + \text{H}^1 \rightarrow 2\text{He}^4$	17,35		120
или	25,67 (4% потерь на $\nu$ )		140
$\text{Be}^7 + \text{H}^1 \rightarrow \text{B}^8 + \gamma$	→ 0,13		30·10 <sup>-3</sup>
$\text{B}^8 \rightarrow \text{Be}^{8*} + \beta^+ + \nu$	7,7		$\bar{\tau} = 1,1$ сек
$\text{Be}^{8*} \rightarrow 2\text{He}^4$	3,0		$\bar{\tau} = 10^{-16}$ сек
	19,1 (29% потерь на $\nu$ )		
$4\text{H}^1 \rightarrow \text{He}^4$	Полная = 26,7313 Мэв ± 0,0005		38·10 <sup>-3</sup>

Рис. 9. Протон-протонная цепь с альтернативными способами завершения.

Данные на июнь 1965 г. (Обозначения см. в тексте.)

этих трех путей довольно сильно зависит от температуры области, в которой происходит сгорание водорода; расчеты по звездной модели для Солнца указывают, что его цепь должна окончиться на третьей ветви, в которой получаются ядра  $\text{B}^8$ . Поток высокоэнергичных нейтрино из  $\text{B}^8$  был рассчитан Бакалом <sup>6</sup>, и эксперимент по регистрации этих нейтрино осуществляет сейчас Дэвис <sup>7</sup> в глубокой шахте в Айдахо, с тем чтобы максимально уменьшить фон (см. рис. 10). В качестве метода регистрации Дэвис принял реакцию  $\text{Cl}^{37} + \nu \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$  в 10<sup>5</sup> галлонах ( $\sim 4 \cdot 10^5$  л) чистой жидкости \*). Чтобы оценить ожидаемую скорость счета в этом опыте, были выполнены некоторые ядерные эксперименты по изучению структуры возбужденных состояний ядер с массой 37 и по определению значения  $ft$  ветвей  $\beta$ -распада <sup>8</sup>. Ядерные данные теперь достаточно полны, и резуль-

\*) Использование этой реакции для детектирования нейтрино предложено Б. Понтекорво в 1946 г. (Nat. Res. Council, Canada, Rept. P. D., 205 (1946)). (Прим. перев.)

таты эксперимента Дэвиса можно непосредственно интерпретировать в терминах потока «борных» нейтрино, который в свою очередь является первым предложенным «термометром», пригодным для измерения температуры в центре звезды. Нейтрино из Солнца могут быть в принципе отличимы от нейтрино из далеких звезд посредством использования годичного изменения расстояния Земля — Солнце.

Другой метод выплавления водорода в гелий через CNO-цикл, предложенный Бете, преобладает в главной последовательности для звезд

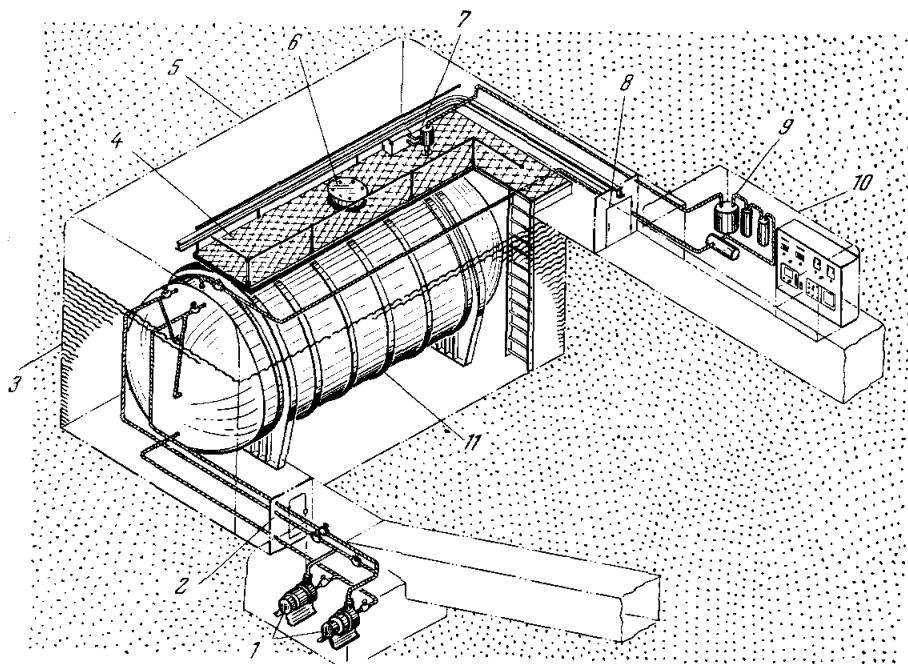


Рис. 10. Установка для регистрации солнечных нейтрино, предлагаемая Дэвисом.

1 — насосы; 2 — водонепроницаемая дверь; 3 — вода для нейтронной защиты; 4 — трап; 5 — главная камера; 6 — люк; 7 — конденсор; 8 — газонепроницаемая дверь; 9 — система циркуляции гелия; 10 — помещение для контрольной аппаратуры; 11 — аккумуляторный банк.

более массивных, чем Солнце, при условии, что они содержат достаточно углерода, водорода или кислорода для катализа реакции. Реально здесь имеются две связанные ветви, как показано на рис. 11 и детально описано Коуланом и Фаулером<sup>9</sup>. Задачей специалистов по ядерной физике и процессам синтеза нуклонов является получение разумных оценок сечений реакций в области звездных энергий. Соответствующей температурой в водородном цикле является  $T = 10^7$  °K и энергия  $kT \approx 1$  кэв. При этих энергиях сечения слишком малы для измерений в лаборатории. Единственным выходом является изучение сечений в области энергий, где они могут быть измерены, и экстраполяция к звездным энергиям с использованием тех или иных теоретических аргументов. Из кривой сечения обычно исключают известную энергетическую зависимость, обусловленную резонансным ходом и проникаемостью барьера. Остающаяся величина, обозначаемая через  $S(E)$  и имеющая слабую энергетическую зависимость, может быть затем экстраполирована к нулевой температуре, давая величину  $S_0$ ,

фигурирующую на рис. 9 и 11. Величина  $f_0$  на рис. 9 и 11 — порядка единицы и является поправочным фактором на экранирование электронами. Реакции  $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$  и  $C^{13}(p, \gamma)N^{14}$  показаны на рис. 12 и 13.

Необходимо изучать структуру возбужденных состояний составных ядер, участвующих в звездных ядерных превращениях, во всех ядерных реакциях, где только это возможно, так как энергетическое состояние вблизи звездной области энергий является потенциальным резонансом, способным сильно повлиять на оценки скорости ядерной реакции в звезде.

CNO-цикл	Реализуемая энергия или $\tau S_0$ (кэв бн)		$t_0 S_0$ для Солнца
$C^{12} + H^1 \rightarrow N^{13} + \gamma$	1,94	1,53	2,2
$N^{13} \rightarrow C^{13} + \beta^+ + \nu$	1,50	$\bar{\tau} = 870 \text{ сек}$	
$C^{13} + H^1 \rightarrow N^{14} + \gamma$	7,55	5,9	8,4
$N^{14} + H^1 \rightarrow O^{15} + \gamma$	7,29	3,0	4,5
$O^{15} \rightarrow N^{15} + \beta^+ + \nu$	1,73	$\bar{\tau} = 178 \text{ сек}$	
$N^{15} + H^1 \rightarrow C^{12} + He^4$	4,96	$7,5 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$
или (1/2200) (6% потерь на $\nu$ )			
$N^{15} + H^1 \rightarrow O^{16} + \gamma$	12,13	32	48
$O^{16} + H^1 \rightarrow F^{17} + \gamma$	0,60	9,9	16
$F^{17} \rightarrow O^{17} + \beta^+ + \nu$	1,76	$\bar{\tau} = 95 \text{ сек}$	
$O^{17} + H^1 \rightarrow N^{14} + He^4$	1,19	10	16
(1/2200)			
$4H^1 \rightarrow He^4$	Полная = 26,7313 Мэв $\pm 0,0005$		

Рис. 11. CNO-цикл согласно авторам работы <sup>9</sup>.

Хотя последние несколько лет мы чувствовали себя уверенно относительно предсказаний скорости реакции в CNO-цикле, эта уверенность была поколеблена недавним сообщением о состоянии, очень близком к порогу реакции  $N^{14} + p \rightarrow O^{15} + \gamma$ <sup>10</sup>. Однако в последние три месяца Хенсли<sup>11</sup>, Оллберджер и Варбертон<sup>12</sup> показали, что рассматриваемое состояние лежит на  $\sim 15$  кэв ниже порога  $N^{14} + p$ , а Хенсли показал также, что спин этого состояния, вероятно, равен  $7/2^+$ . При этих условиях рассматриваемое состояние не повлияет существенно на предсказываемую скорость, и можно вновь успокоиться до следующего кризиса!

При сгорании водорода температура ядра звезды остается относительно постоянной вблизи  $10^7$  °K, так как обращенное внутрь гравитационное давление уравнивается направленными наружу давлением излучения и давлением газа. Это и есть эффект термостатирования, отмеченный выше. С истощением запасов водорода в ядре сгорание водорода прекращается и звезда гравитационно сжимается, температура ядра возрастает, пока не возникнет новый источник ядерной энергии и не остановит это сжатие.

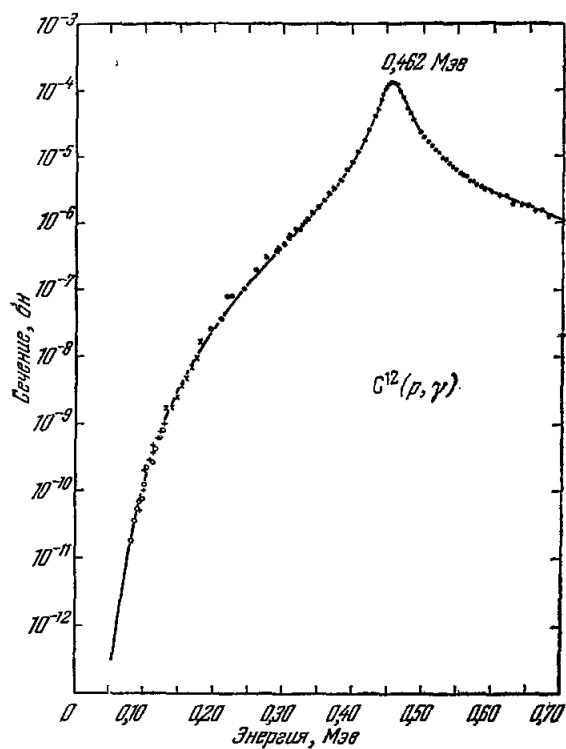
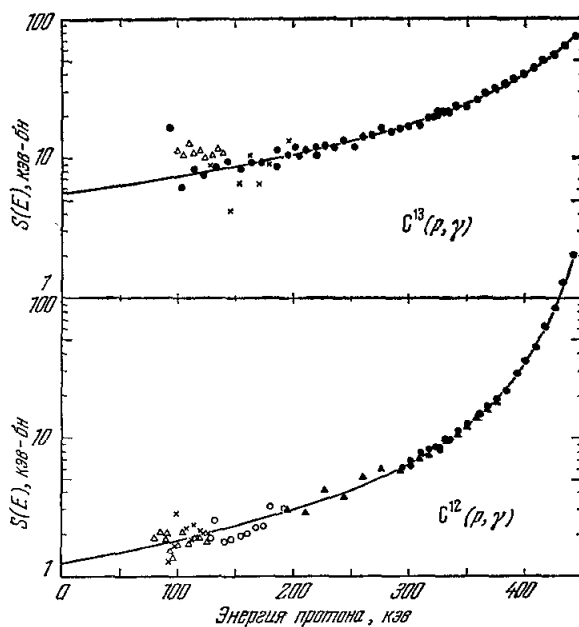


Рис. 12. Эффективное сечение радиационного захвата протона углеродом-12.

Рис. 13.  $S$ -фактор эффективного сечения захвата протона углеродом-12 и углеродом-13.

На верхнем рисунке: черные кружки — данные Hebbard, Vogl, треугольники — Hester, Lamb, крестики — Woodbury, Fowler. На нижнем рисунке: светлые кружки — Bailey, Stratton, черные кружки и черные треугольники — Hebbard, Vogl, светлые треугольники — Lamb, Hester, крестики — Hall, Fowler.

# СГОРАНИЕ ГЕЛИЯ

При температуре около  $10^8$  °K в ядре звезды начинает гореть гелий по трехчастичной реакции:  $\text{He}^4 + \text{He}^4 + \text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + \gamma$ . Скорость этой реакции заметно возрастает вблизи основного состояния  $\text{Be}^8$  и  $0^+$ -состояния  $\text{C}^{12}$  при 7,656 Мэв. Интересно отметить, что свойства и энергия возбуждения этого состояния  $\text{C}^{12}$  были предсказаны Хойлем (см. <sup>13</sup>) на основе астрофизического рассмотрения до экспериментального исследования

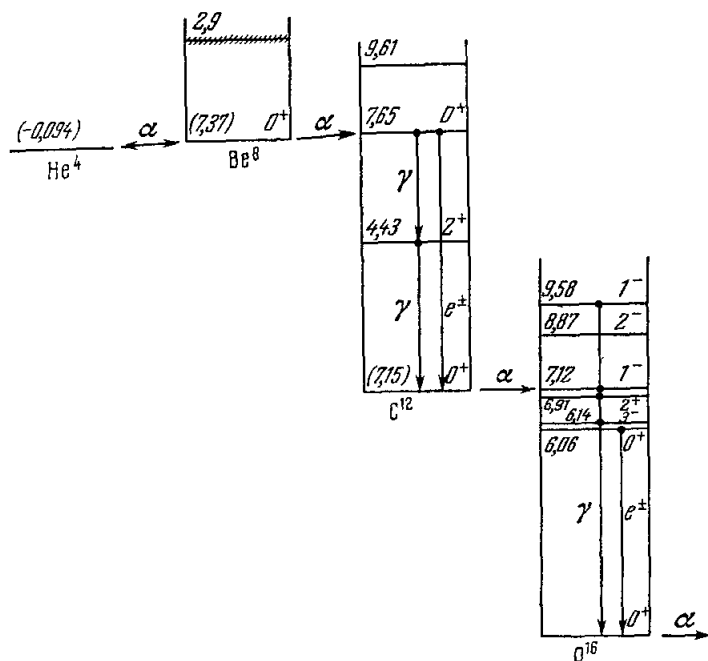


Рис. 14. Ядерные реакции при сгорании гелия.

состояния на основании аргумента, что необходим «тепловой» резонанс в реакции  $\text{Be}^8 + \text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + \gamma$ , чтобы дать наблюдаемую распространенность  $\text{C}^{12}$ . Эта реакция показана на рис. 14 вместе со следующим этапом в сжигании гелия — реакцией  $\text{C}^{12} + \text{He}^4 \rightarrow \text{O}^{16} + \gamma$ .

Реакция захвата  $\alpha$ -частиц, приводящая к  $\text{O}^{16}$  при звездных энергиях, вероятно, определяется влиянием  $1^-$ -состояния  $\text{O}^{16}$  при 7,12 Мэв, которое всего лишь на 40 кэв ниже порога  $\text{C}^{12} + \text{He}^4$ . Гамма-ширина этого состояния известна из работ Свена и Метцгера <sup>14</sup> в Бартоле, но  $\alpha$ -ширина неизвестна. В принципе ее можно определить, если продолжить до более низких энергий работу Ларсона <sup>15</sup>, в которой измерено сечение реакции  $(\alpha, \gamma)$  до энергии  $E_{\alpha, \text{лаб}} \simeq 3$  Мэв, т. е. ниже пика состояния  $1^-$  при 9,58 Мэв. Измерения, вероятно, следовало бы продлить до энергии  $\sim 1,5$  Мэв, где сечение должно быть  $\leq 10^{-10}$  бн — выдающийся экспериментальный вызов! Между тем мы имеем заслуживающее доверия теоретическое предсказание Стивенсона <sup>16</sup>  $\alpha$ -частичных приведенных ширин на основе модели деформированного  $\text{O}^{16}$  с оценкой  $[\theta_{\alpha}^2(7,12)/\theta_{\alpha}^2(9,58)] \approx 0,1$ . В зависимости от того, насколько высоким окажется тепловое сечение  $\text{C}^{12} + \text{He}^4 \rightarrow \text{O}^{16} + \gamma$ , процесс сгорания гелия может прекратиться с бльшим или меньшим количеством  $\text{O}^{16}$  относительно  $\text{C}^{12}$ . Кроме того, большое количество вещества звездного ядра может доходить до  $\text{Ne}^{20}$  и даже, возможно,

до  $\text{Mg}^{24}$ . Ранее считали, что уровень  $\text{Ne}^{20}$  с энергией 4,97 Мэв должен действовать как тепловой резонанс при производстве  $\text{Ne}^{20}$ , но теперь это исключено измерениями спина и четности этого уровня:  $J^\pi = 2^-$  — комбинация, которая не может реализоваться при  $\text{O}^{16} + \alpha$ . Когда гелий истощается в ядре, звезда вновь начинает сжиматься.

### s- и r-ПРОЦЕССЫ

Прежде чем начать обсуждение следующих этапов эволюции звезды, необходимо заметить, что  $\text{C}^{13}$  и  $\text{Ne}^{21}$ , получающиеся при сгорании водорода в звездах, будут подвергаться  $(\alpha, n)$ -реакции в течение гелиевой фазы эволюции. Получаемые таким путем нейтроны приведут к образованию

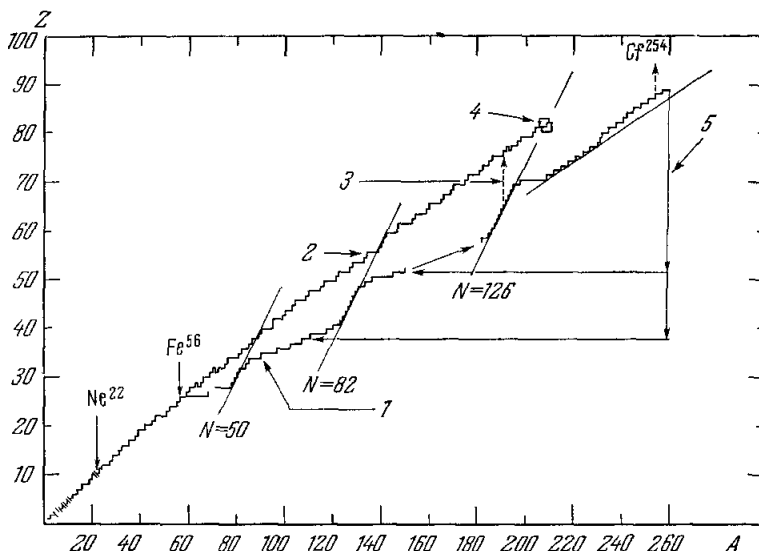


Рис. 15. Пути захвата нейтрона в s- и r-процессах.

1 — быстрый захват ( $n, \gamma$ ); 2 — медленный захват ( $n, \gamma$ ); 3 — последовательный  $\beta$ -распад; 4 —  $\alpha$ -распад; 5 — деление.

тяжелых элементов из любого материала группы железа, имевшегося в веществе, из которого звезда конденсировалась. Так называемый s-процесс вызывается медленным захватом нейтронов, когда время между последующими захватами достаточно для  $\beta$ -распада возникшего ядра. Образование элементов будет тогда идти вдоль линии стабильности ядер, наблюдаемой в природе. Оказывается, что произведение сечения захвата нейтронов на наблюдаемую ядерную распространенность должно быть медленно меняющейся функцией  $A$ . Сечения захвата 30-кэв нейтронов, полученные Макклином и сотрудниками в Окридже<sup>17</sup>, и наблюдаемые распространенности являются теми данными, которые требуются для проверки этой гипотезы, однако до проверки необходимо быть уверенным, что подлежащие обсуждению ядра могут получаться только в s-процессах.

Однако ясно, что тяжелые элементы за висмутом не могут получаться в s-процессе, так как время жизни этих ядер относительно  $\alpha$ -распада мало по сравнению с тем масштабом времени s-процесса, который следует из распространенностей более легких ядер вдоль линии стабильности. Следовательно, должен существовать процесс быстрого захвата нейтронов, называемый r-процессом, ответственный за образование этих ядер, причем

в общем случае он будет изменять также распространенность тяжелых элементов до висмута.

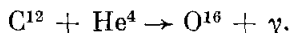
$r$ -процессу мы обязаны нашими запасами урана и тория со всеми благами и несчастьями, которые эти ядра принесли человечеству!

Как в  $s$ -, так и в  $r$ -процессе для ядер с нейтронными магическими числами ожидаются малые нейтронные сечения и, следовательно, большие пики распространенности. Пики при  $N = 50, 82, 126$ , показанные на рис. 8, вероятно, обязаны  $s$ -процессу.  $r$ -процесс в свою очередь дает пики наблюдаемой распространенности, расположенные при меньших значениях  $A$ , так как ядра, образующиеся при  $r$ -процессе, расположены вблизи нейтронно-избыточной стороны линии стабильности и, следовательно, магические числа  $N = 50, 82, 126$  достигаются для меньших значений  $Z$ , чем в  $s$ -процессах, а последующий  $\beta$ -распад переводит эти ядра на линию стабильности при меньших значениях  $A$ , чем для  $s$ -процесса.

Вероятные пути образования элементов в  $s$ - и  $r$ -процессах показаны на рис. 15. Здесь в ряде мест вдоль линии стабильности имеются ядра, которые могут возникать только в  $s$ -процессе, и в этих случаях действительно видно, что наблюдаемая распространенность меняется очень слабо с атомным весом. Мы имеем, следовательно, довольно удовлетворительную картину возникновения элементов с  $A \geq 70$ , которая хорошо обоснована в литературе<sup>18</sup>.

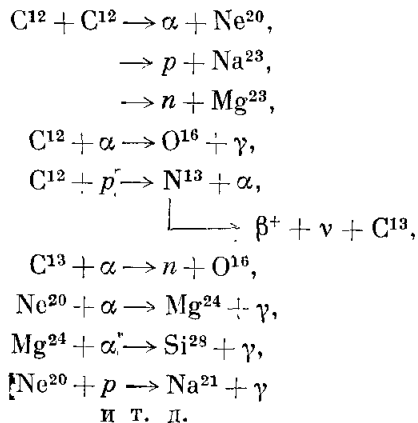
#### СГОРАНИЕ УГЛЕРОДА И КИСЛОРОДА

Вернемся теперь к тем звездам, о судьбе которых мы так ничего и не сказали, когда обсуждали вопрос о сгорании гелия. Взамен сожженного гелия ядро звезды наполняется углеродом и кислородом с относительной концентрацией, зависящей от плохо известного сечения реакции



Когда заканчивается эффект термостатирования за счет сгорания гелия, звезда сжимается до тех пор, пока температура ядра оказывается достаточной для горения углерода или кислорода, если гелиевое сгорание развивается до кислорода.

При температуре вблизи  $6 \cdot 10^8$  °K углеродное сгорание приводит к образованию ядер в интервале от  $\text{O}^{16}$  до  $\text{Si}^{28}$  в ядерных реакциях следующих типов:



В более массивных звездах сгорание гелия, вероятно, приводит к  $\text{O}^{16}$ , и подобный ряд ядерных реакций, но при несколько более высоких температурах (вследствие возрастающего кулоновского барьера) будет



приводить к интервалу ядер до  $A \sim 32$ . В обоих циклах (углеродном и кислородном) ядра с  $A = 2Z = 2N$  должны быть более распространенными вследствие большей величины их энергии связи, как это и наблюдается на кривой распространенности.

В течение процессов сгорания углерода и кислорода температура может медленно подниматься до  $2 \cdot 10^9$  °К. При температуре в районе  $10^9$  °К плотность фотонов становится достаточно высокой для заметного фоторасщепления менее стойких ядер. Однако  $S^{32}$  и  $Si^{28}$  остаются еще достаточно стабильными.

Другой особенностью, появляющейся при температуре  $\sim 10^9$  °К, является значительное возрастание потерь энергии из звезды в форме нейтрино, которые, по-видимому, образуются в реакции

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu},$$

предсказываемой существующей теорией слабых взаимодействий<sup>19</sup> \*). Принципиальным результатом этого возрастания потерь энергии является резкое сокращение времени эволюции звезды. Соответствующий временной масштаб эволюции определяет, конечно, относительную вероятность наблюдения рассматриваемых звездных объектов. При этом необходимо проверить, что на всем пути эволюции ядерные реакции могут поставлять энергию со скоростью, достаточной, чтобы обеспечить требуемую интенсивность нейтринного излучения, соответствующую выбранной температуре ядра в модели, которую мы конструируем.

Хотя, по-видимому, для этого этапа эволюции звезды можно рассчитывать относительные распространенности ядер из ( $s-d$ )-оболочки\*\*) для сравнения с наблюдением, надо иметь в виду, что распределение ядер в конце углеродного или кислородного цикла подвержено последующим изменениям.

#### $\alpha$ -ПРОЦЕСС

Когда во время и после углеродного сгорания температура поднимается примерно до  $3 \cdot 10^9$  °К, процессы фоторасщепления приводят к появлению  $\alpha$ -частиц, протонов и нейтронов, которые могут присоединяться к продуктам углеродного и кислородного сгорания. Так как порог фоторасщепления для ( $\gamma, n$ )- и ( $\gamma, p$ )-процессов на ядрах с  $A = 2Z = 2N$  заметно выше, чем для других ядер, образование элементов будет идти таким путем, что ядра с  $A = 2Z = 2N$  будут более распространенными, как если бы мы имели просто последовательный захват  $\alpha$ -частиц; отсюда возникло название « $\alpha$ -процесс». Этот процесс продолжается вплоть до достижения наиболее стабильного дважды магического ядра  $Ni^{56}$ , у которого  $A = 2Z = 2N$ .

Модель звезды с 30 солнечными массами и ядром около 20 солнечных масс была детально изучена Фаулером и Хойлем<sup>20</sup>. Для этого объекта они нашли, что энергия, реализуемая в  $\alpha$ -процессе, достаточна, чтобы обеспечить скорость потерь нейтрино, если температура ядра достигнет  $3,5 \cdot 10^9$  °К, и что масштаб времени для  $\alpha$ -процесса сокращается до  $\sim 4000$  сек из-за потерь энергии через нейтрино. К концу «движения» ядер до  $Ni^{56}$  мы должны иметь значительную концентрацию ядер  $Ni^{56}$  и,

\*) Важность этой реакции для астрофизики впервые отметил Б. Понтекорво (ЖЭТФ 36, 1615 (1950)), указавший, что на некоторой стадии эволюции звезд энергия, излучаемая в пространство в виде нейтринно-антинейтринных пар, может сравниться с энергией, уносимой фотонами (см. также обзор: УФН 79, 1 (1963)). (Прим. перев.)

\*\*) ( $1d-2s$ )-ядерная оболочка заполняется при числе нуклонов от 8 до 20 (область ядер до кальция). (Прим. перев.)

вероятно, меньшее число соседних ядер. До сих пор еще не полностью разобрано, что происходит с  $(s - d)$ -оболочечными ядрами в этом процессе. Однако имеется еще следующий этап звездной эволюции, который приводит к дальнейшему изменению распределения ядер в сердечнике звезды.

# $e$ -ПРОЦЕСС

После завершения  $\alpha$ -процесса звезда с 30 солнечных массами, для которой были выполнены отмеченные выше расчеты, испытывает медленное сжатие, так что температура поднимается до  $\sim 3,8 \cdot 10^9$  °К. При этой температуре фоторасщепление и другие ядерные процессы, включающие  $\alpha$ -,  $n$ -,  $p$ -захваты, идут так быстро, что  $Ni^{56}$  оказывается в почти равновесных условиях и происходит перераспределение ядерного вещества. Это называется  $e$ -процессом<sup>20</sup>. Вследствие того, что  $\beta$ -процессы (в основном электронный захват) при этой повышенной температуре идут довольно

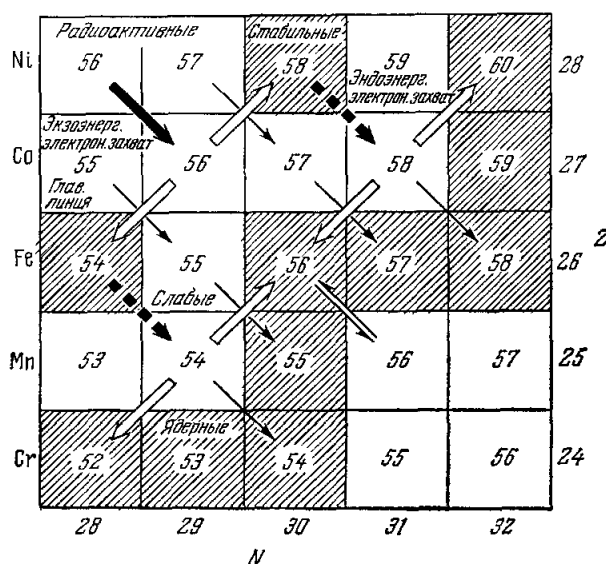


Рис. 16. Превращение  $Ni^{56}$  в другие ядра в  $e$ -процессе через ядерные реакции и слабые взаимодействия. Возникающие в итоге стабильные ядра заштрихованы.

быстро, результирующие ядра в области пика железа имеют  $N$  в среднем заметно большее, чем  $Z$ . Имеющие здесь место процессы показаны на рис. 16. Детальные численные расчеты подтверждают приближенные оценки Бэрбиджа и др.<sup>5</sup>. Полученное прекрасное согласие между расчетной распространенностью в области «железного пика» и наблюдаемой солнечной распространенностью показано на рис. 17. Сокращение временного масштаба вследствие эмиссии нейтрино предотвращает дальнейший сдвиг распределения ядер к еще большим средним значениям  $N/Z$ .

Конечно,  $e$ -процессы будут изменять распределение любых ядер с  $(s - d)$ -оболочкой, оставшихся после  $\alpha$ -процесса, но расчеты этого эффекта еще не проделаны. Можно надеяться, однако, что быстрое накопление экспериментальных данных сделает такие расчеты возможными в недалеком будущем и мы приступим к такому исследованию.

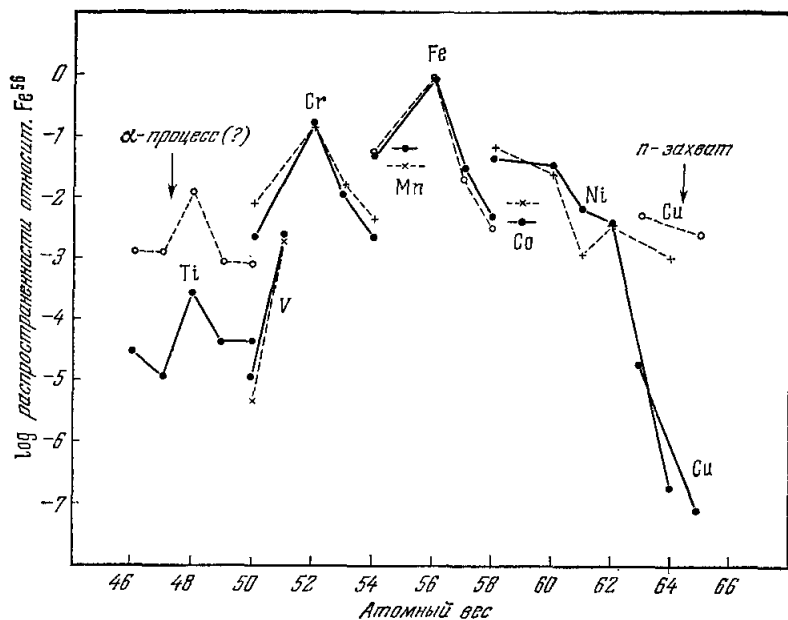


Рис. 17. Сравнение наблюдаемых (пунктир) звездных распространенностей элементов вблизи пика железа с расчетными (гладкая кривая) при наличии  $e$ -процесса для звезды с массой, равной 30 массам Солнца.

Расчет проведен в предположении, что  $T = 3,8 \cdot 10^9$  °К,  $\rho = 3,1 \cdot 10^6$  г·см $^{-3}$ ,  $\log(n_p/n_n) = 2,7$ . Величины  $n_p$  и  $n_n$  здесь означают плотности свободных протонов и нейтронов. Дополнительный вклад в распространенность изотопов титана и меди может быть внесен другими процессами. (Более полное обсуждение  $e$ -процесса см. в 21.)

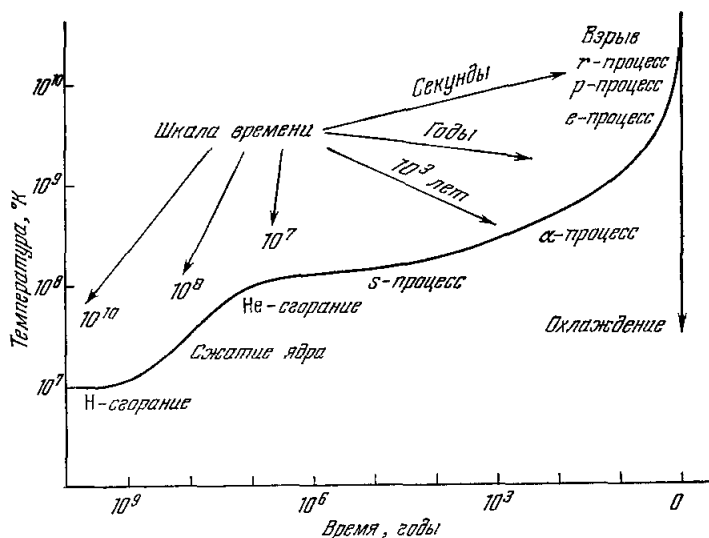


Рис. 18. Общая схема эволюции звезд.

## РАЗВЯЗКА

Финальная глава в эволюции описанной нами звезды с 30 солнечными массами начинается после истощения ядерного горючего в сердцевине вследствие образования ядер группы железа. С повышением температуры (из-за дальнейшего сжатия) некоторые ядра, образующиеся в центре звезды, включая ядра «железного пика», быстро фоторасщепляются. «Охлаждающее» действие быстрого фоторасщепления приводит к все более быстрому коллапсу ядра, вплоть до состояния свободного падения. На этой фазе детальное динамическое поведение звезды критическим образом зависит от ее массы и предыстории, но довольно очевидно, что по крайней мере центральные области ядра взрываются. Внешние области ядра звезды, которые отстают в эволюционном развитии, обрисованном выше, еще будут иметь в запасе резервы ядерной энергии. Они могут быть возбуждены при быстром подъеме температуры, что приведет к взрывной эмиссии значительной доли массы звезды, включая, вероятно, часть материала, переработанного в ядра «железного пика». Вдобавок в обилии появляются нейтроны, необходимые для  $r$ -процесса. Возникнет также некоторое распределение ядер в области  $16 < A < 45$ , однако оно еще не изучено. Рис. 18 напоминает о некоторых этапах в эволюции звезд, которые мы обсудили, а также дает общее представление о временном масштабе различных рассмотренных процессов.

## ДОПОЛНЕНИЕ

Прекрасное введение в предмет ядерных реакций в астрофизике можно найти в лекциях Фаулера и Фогля<sup>22</sup>. Очень интересные данные о структуре звезд содержатся в книге Чандрасекхара<sup>23</sup>.

Недавно большой интерес вызвала возможность того, что электромагнитное излучение, зарегистрированное на длинах волн 7 см<sup>24</sup> и 3 см<sup>25</sup>, является излучением черного тела, оставшимся от начальной стадии расширения Вселенной<sup>26</sup>. В настоящее время оно соответствует излучению черного тела при температуре  $\sim 3^\circ \text{К}$ . Используя эту температуру вместе с оценкой современной плотности материи во Вселенной, Пиблс<sup>27</sup> рассчитал, что гелий-4 должен составлять 27% массы вещества, оставшегося после первичного этапа расширения Вселенной \*).

Этот результат согласуется с расчетами Вагонера, Фаулера и Хойла<sup>28</sup>. Последние изучали производство ядер как в «первичном огненном шаре» (primordial fire-ball \*\*), так и в массивных звездах, возникавших из сильно сжатого состояния при  $T \gtrsim 10^9 \text{ }^\circ\text{К}$ . Рассчитанная доля гелия (по массе) лежит между 0,2 и 0,3 для первичного fire-ball'a, но может быть выше для отдельных объектов. Если звездные наблюдения подтвердят, что доля гелия всегда около 0,27, то гипотеза возникновения гелия в первичном этапе расширения Вселенной будет предпочтительной. С другой стороны, если эта величина окажется сильно изменяющейся и в особенности если она будет значительно выше, чем 0,3 в некоторых объектах, то это будет доказательством в пользу возникновения по крайней мере некоторой части гелия в массивных сжатых звездах.

Другие источники гелия, очевидно, необходимы, поскольку сгорание водорода при современной его скорости не могло обеспечить в течение

\*) Горячая модель Вселенной, которой касается здесь автор, рассмотрена Я. Б. Зельдовичем: УФН 89, 647 (1956). (Прим. перс.)

\*\*) Термин, относящийся к дозвездному, сжатому состоянию материи. (Прим. перс.)

возраста нашей Галактики 25%-ную долю гелия, наблюдаемую в Солнце<sup>29</sup>. Расчеты Вагонера и других указывают также на то, что небольшое количество D, He<sup>3</sup> и Li<sup>7</sup> должно было возникнуть на первом этапе расширения и что элементы до пика железа должны были возникнуть в малых количествах при расширении сильно сжатых объектов с локальной высокой температурой. Однако по крайней мере для элементов с  $A \geq 12$  распространенности, производимые в первичном fire-ball'e или в сжатых звездах, совсем не соответствуют наблюдаемым распространенностям, и, таким образом, именно ядерный синтез, обсужденный в данной статье, должен формировать подавляющую долю содержания всех элементов с  $A \geq 12$  \*). Являются ли наблюдаемые D, He и Li<sup>7</sup> остатками расширения Вселенной или результатом процесса расщепления ( $i$ -процесс) — этот вопрос остается открытым.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. R. Sandage, *Astron. J.* **58**, 61 (1953).
2. H. Brown, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 625 (1949).
3. J. L. Greenstein, *Publ. Astr. Soc. Pacific* **68**, 185 (1956).
4. H. E. Suess, H. C. Urey, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 53 (1956).
5. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
6. J. N. Bahcall, W. A. Fowler, I. Iben, R. L. Sears, *Astrophys. J.* **137**, 344 (1963).
7. R. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 302 (1964).
8. См., например, J. N. Bahcall, C. A. Barnes, *Phys. Letts.* **12**, 48 (1964); P. L. Reeder, A. M. Poskanzer, R. A. Esterlund, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 767 (1964); J. C. Hardy, R. I. Verrall, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 764 (1964); R. W. Kavanagh, D. R. Goosman, *Phys. Lett.* **12**, 229 (1964).
9. G. R. Caughlan, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **139**, 1180 (1964).
10. G. R. Caughlan, *Astrophys. J.* **141**, 688 (1965).
11. E. K. Warburton, J. W. Olness, D. E. Aliburger, *Phys. Rev.* **140**, B-1202 (1965).
12. D. C. Hensley, *Astrophys. J.* **147**, 818 (1967).
13. D. E. Aliburger, E. K. Warburton, частное сообщение.
14. D. N. F. Dunbar, R. E. Pixley et al., *Phys. Rev.* **92**, 649 (1953).
15. C. P. Swann, F. R. Metzgar, *Phys. Rev.* **108**, 982 (1957).
16. J. D. Larson, R. H. Spear, *Nucl. Phys.* **56**, 497 (1964).
17. G. J. Stephenson, APS-Washington Meeting, April 1966.
18. R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *Rev. Mod. Phys.* **37**, 166 (1965).
19. P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, № 97, 121 (1965); P. A. Seeger, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **144**, 822 (1966).
20. R. P. Feynmann, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958); *Proc. II Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, vol. 30, 1958, стр. 38.
21. W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl.* **9**, 201 (1964).
22. F. E. Clifford, R. Tayler, *Mem. Roy. Astr. Soc.* **69**, 21 (1961).
23. W. A. Fowler, J. Vogl, *Lectures in Theoretical Phys.*, v. 6, University of Colorado Press, Boulder, Colorado.
24. S. Chandrasekhar, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, University of Chicago Press, 1939.
25. A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
26. P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 405 (1966).
27. R. H. Dicke, P. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Astrophys. J.* **142**, 414 (1965).
28. P. Peebles, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 410 (1966).
29. R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J.* **148**, 3 (1967).
30. F. Hoyle, F. R. S. Tayler, R. J. Tayler, *Nature* **203**, 1108 (1964).

\*) Следует заметить, что имеется критика теории синтеза элементов, развиваемой Бэрбиджами и др., со стороны автора экспериментальной кривой распространенности элементов Г. Зюсса (Hans E. Suess, *Proc. N. A. S.* **52**, 387 (1964)). (Прим. перев.)