

Нуклеосинтез во Вселенной — обзор современных представлений и основных результатов

Уржумов Я.А.*

October 2, 2000

Author: Urzhumov Ya. A.

Title: Nucleosynthesis in the Universe — a review of modern sights and most important results.

*ИТЕП Moscow
e-mail: yaroslav.urzhumov@itep.ru

Abstract

In this small review we discuss most of the presently known nucleosynthetic processes which must be responsible for the observed abundances of various isotopes. After giving short definitions for the processes we proceed to discussion of each of them. In each section we point out isotopes which are likely produced so, and also treat problems concerning this particular process. A number of corresponding tables and figures is given. Since the area of nucleosynthesis has not yet been covered completely, a lot of questions concerning some nuclides remain. However, the general impression is that we understand the formation of elements and that our stellar models and theory of nucleus are able to describe all the variety of cosmic objects.

Аннотация

В этом кратком обзоре обсуждаются большинство из известных ныне процессов нуклеосинтеза, ответственных за наблюдаемые распространенности различных изотопов. После введения определений этих процессов каждый из них рассматривается поотдельности. В каждом разделе называются изотопы, которые, по всей вероятности, образуются или образовались в таком процессе, и рассматриваются проблемы, связанные с этим процессом. Приводятся численные данные по результатам измерений и теоретических расчетов. Поскольку теория нуклеосинтеза не является полностью завершенной дисциплиной, остается множество вопросов по поводу некоторых нуклидов. Тем не менее, общее впечатление таково, что мы понимаем, как образовывались элементы, и что наши звездные модели и теория ядра способны описывать все многообразие космических объектов.

Содержание

1	Введение	3
2	Основные процессы нуклеосинтеза	3
3	Синтез легких элементов и реакции скалывания	7
4	Горение водорода в легких и массивных звездах	12
5	Горение гелия	14
6	Горение C, Ne, O	16
7	Равновесное горение Si или α -процесс	17
8	NSE — ядерное статистическое равновесие	20
9	s-процесс	21
10	r-процесс	23
11	p-процесс и обойденные изотопы	24
12	ν -процесс	26
13	Взрывной нуклеосинтез в сверхновых	28
14	Нуклеосинтез в новых	30

1 Введение

Ядерные реакции в астрофизике рассматриваются в основном в двух аспектах: как источник энергии звезд и как причина образования и изменения содержания химических элементов во Вселенной в целом и в отдельных ее структурных элементах (галактиках, звездах, межзвездной среде и т.д.). Исходные данные астрофизика берет из экспериментальной и теоретической ядерной физики. Ядерные реакции определяются тремя из четырех известных фундаментальных взаимодействий — сильным, электромагнитным и слабым. За счет сильного взаимодействия идут реакции типа $N_1 + N_2 \rightarrow N_3 + N_4$, где N_i — ядра, с участием сильного и электромагнитного — реакции слияния/фотодезинтеграции $N_1 + N_2 \leftrightarrow N_3 + \gamma$, с участием сильного и слабого — реакции типа $p + p \rightarrow d + e^- + \bar{\nu}$, чисто слабые реакции — β^\pm -распад, захват электронов и позитронов.

2 Основные процессы нуклеосинтеза

Применение достижений ядерной физики к изучению космических явлений позволило построить качественно согласующуюся с наблюдениями теорию образования, строения и эволюции звезд, теорию взрыва сверхновых и образования пульсаров, теорию образования химических элементов. По современной классификации, выделяют следующие процессы нуклеосинтеза:

1. (U) Первичный космологический нуклеосинтез. Очевидно, объясняет распространенности гелия, дейтерия и лития-7 в неподвергавшейся звездной эволюции материи, но не способен объяснить наблюдаемые в Солнечной системе распространенности.

2. (H) H-процесс — превращение водорода в гелий по реакциям водородного и CNO циклов, которые являются источником энергии для звезд ГП. Этим процессом объясняются наблюдаемые распространенности большинства изотопов углерода, азота и кислорода.

(N) Его разновидность — горение водорода при высокой температуре, важен для образования нескольких изотопов от кислорода до неона. Может реализовываться в звездах типа новых.

3. (He) Горение гелия. Видимо, объясняет не только распространенности главных его продуктов ^{12}C , ^{16}O , но также ^{18}O и неона.

4. (C) Взрывное горение углерода. Продукты горения углерода, который реагирует сам с собой в оболочках сверхновых типа II. Элементы от неона до алюминия.

5. (O) Взрывное горение кислорода в оболочках сверхновых типа II. Изотопы от кремния до ^{40}Ca .

6. (Si) Взрывное горение кремния. Продукты перестройки ядер, происходящей, когда кремний подвергается интенсивной фотодиссоциации и устанавливается частичное ядерное равновесие по определенным реакциям. Элементы от серы до скандия.

(NSi) Его разновидность — обогащенное нейтронами горение кремния, происходящее в веществе с высокой плотностью, так что энергия Ферми порядка 4 МэВ. Важен для образования ^{36}S , $^{46,48}\text{Ca}$, ^{50}Ti .

7. (α) α -процесс — квазиравновесное состояние, в котором наибольшие концентрации имеют α -частичные изотопы, такие, как ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^{56}Ni , и в первом приближении его можно представить как перераспределение α -частиц между изотопами.

8. (E) Ядерное статистическое равновесие — при высокой температуре скорость всех

реакций достаточно высока для того, чтобы могло устанавливаться локальное равновесие. Элементы от Sc до Ge.

9. s-процесс — медленный захват нейтронов, более точно см. далее. Элементы от Zn до Bi, а также Ca и ^{40}Ar .

10. r-процесс — быстрый захват нейтронов, см. подробности далее. Элементы тяжелее As.

11. (p) p-процесс — образование обедненных нейтронами ядер, путем как фотодиссоциации других изотопов (γ -процесс), так и захвата протонов. Ответственен за синтез легчайших (с наименьшим A при данном Z) изотопов элементов от Se до Hg.

12. X-(или l -)процесс — реакции скалывания протонами и др. легкими ядрами, ускоренными в магнитных полях звезд (неравновесные процессы в плазме). Привлекается для объяснения образования Li, Be, B.

13. Нейтронизация ядер в коре нейтронных звезд — приводит к образованию перегруженных нейтронами ядер.

14. ν -процесс — различные реакции с участием (анти)нейтрино. Играть важную роль в образовании ободенных ядер от ^{74}Se до ^{196}Hg , включая ^{138}La и ^{180}Ta , вносит вклад в распространенности многих нечетных ядер. Нейтральные токи нейтрино также выбивают из ядер нейтроны, которые могут участвовать в r-процессе.

Представляется наиболее вероятным, что все ядра с массовым числом $A \geq 12$ образуются в звездах. Гелий (и водород) уже содержался в протозвездном веществе, но за наблюдаемые его распространенности во многих местах Вселенной частично ответственны и реакции синтеза в звездах.

Скорость образования элементов в Галактике в прошлом была существенно выше, чем на момент формирования Солнечной системы (4,6 млрд. лет назад), и основное обогащение вещества Галактики изотопами с $A \geq 4$ произошло 10-15 млрд. лет назад. Это заставляет предполагать, что среди первых поколений звезд преобладали массивные звезды, быстро заканчивавшие свою эволюцию выбросом значительной доли (или всего) переработанного в ядерных реакциях и обогащенного тяжелыми элементами вещества в межзвездное пространство, где оно входило в состав исходного материала для формирования следующих поколений звезд.

Проблема образования легких элементов — Li, Be и B — решена пока не полностью. Эти элементы легко разрушаются в термоядерных реакциях, и поэтому их эффективное производство возможно только в неравновесных условиях. Считается, что они образуются главным образом при взаимодействии частиц космических лучей с веществом межзвездного газа в реакциях скалывания. Однако возникающие трудности в объяснении необычного изотопного состава Li и B (резко выраженное преобладание нечетных изотопов) указывают, скорее всего, на наличие дополнительного эффективного источника их образования. Наиболее вероятным кандидатом на эту роль являются взрывы сверхновых, так как прохождение через расширяющуюся оболочку мощного потока нейтрино от коллапсирующего ядра, а также сильной ударной волны приводит к образованию заметных количеств именно нечетных изотопов легких элементов.

Большинство изотопов, начиная от углерода и вплоть до элементов группы железа, образуются в условиях высоких температур в реакциях термоядерного синтеза, причем начальным этапом этой последовательности превращений служат процессы $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ и $4^4\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$, приводящие к эффективному увеличению количества ^{12}C и ^{16}O на гидростатически равновесных стадиях эволюции звезд. Наиболее благоприятные условия для образования неона и всех более тяжелых элементов реализу-

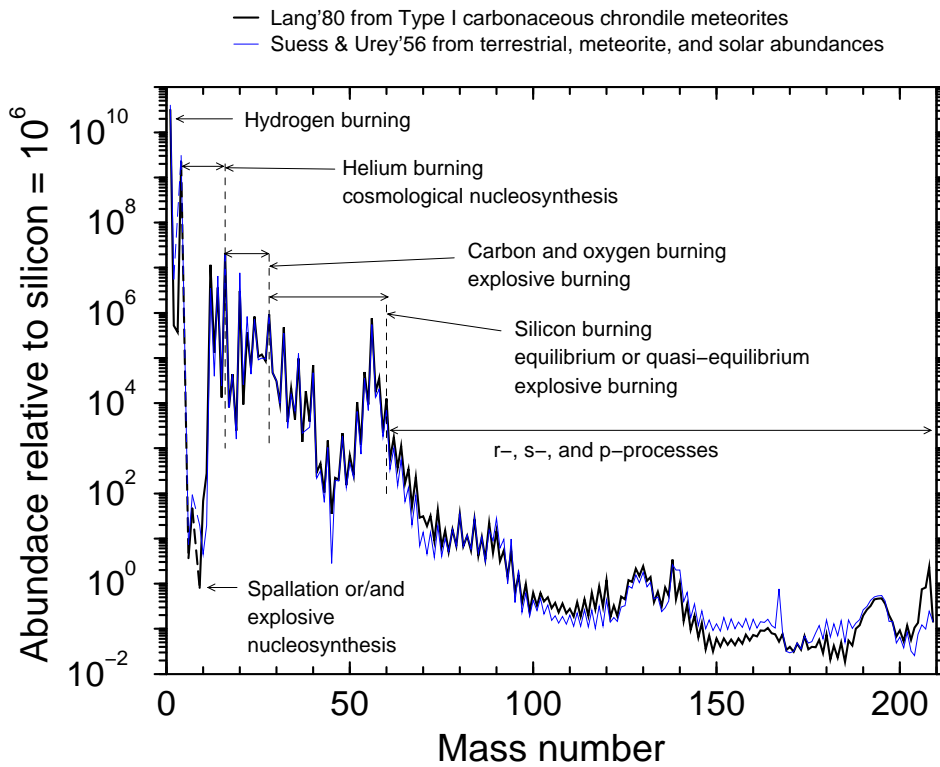


Рисунок 1: Распространенности элементов в Солнечной системе. Тонкие синие линии показывают данные, собранные на 1956 год и использованные Бэрбиджами, Фаулером и Хойлом (ББФХ) в классическом труде по нуклеосинтезу (1957), толстые черные линии - данные таблицы 38 Lang(1980). На рисунке подписаны основные процессы, ответственные за нуклеосинтез этих элементов. Взято из *S. Mashnik, astro-ph/0008382*.

ются, по-видимому, при взрывном горении C, O и Si на заключительном, неравновесном этапе эволюции массивных ($M \geq 10 M_{\odot}$) звезд .

Наиболее распространенные изотопы элементов тяжелее железа сформировались, очевидно, в недрах массивных звезд в результате последовательного захвата нейтронов с нужным числом бета-распадов. Ряд характерных особенностей хода кривой распространенности этих ядер указывает на то, что процесс их образования должен протекать достаточно эффективно как на сравнительно продолжительной стадии эволюции в условиях малых интенсивностей потока нейтронов (s-процесс), так и в момент взрыва звезды при высокой интенсивности потока нейтронов (r-процесс).

Образование редких (с относительно низким содержанием нейтронов) изотопов тяжелых элементов, которые не могли сформироваться в процессе последовательного присоединения нейтронов (откуда и термин *обойденные ядра*), возможно только на последней, катастрофической стадии эволюции массивных звезд, либо под действием потока нейтрино от коллапсирующего ядра звезды, либо в каких-то других неравновесных процессах.

Литература

- [1] Essays in Nuclear Astrophysics, editors Barnes C. A., Clayton D. D., Schramm D. N., Cambridge Univ. Press; имеется перевод: "Ядерная Астрофизика", Москва, Мир 1986.
- [2] Физика космоса — маленькая энциклопедия.

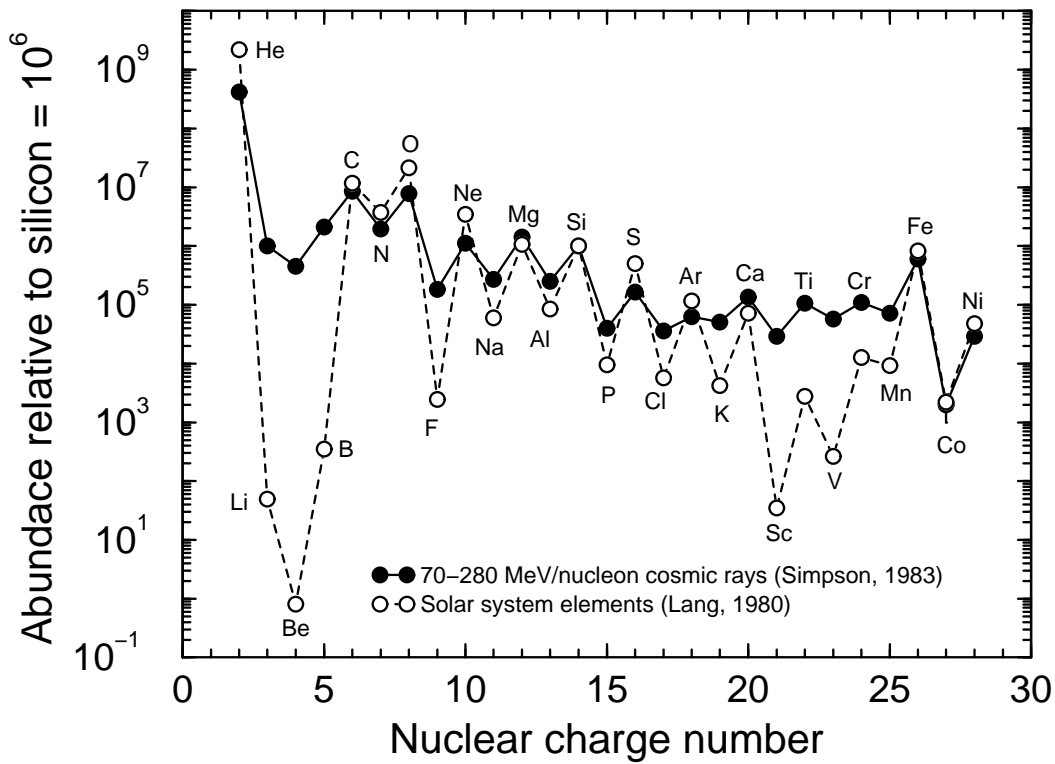


Рисунок 2: Относительные распространности элементов в космических лучах. Черные кружки - по данным Simpson, 1983, белые - по Lang, 1980. Распространенность кремния принята за 10^6 . Взято из *S. Mashnik, astro-ph/0008382*.

3 Синтез легких элементов и реакции скалывания

Наблюдаемые и теоретические распространенности легких элементов

В звездах и в Солнечной системе проведены обширные наблюдения таких элементов, как литий, бериллий и бор. Последние определения содержаний Li, Be, B описаны в подробных обзорах Бёсгаард, Ривса и Мейера, Одуза [1]. Имеющиеся к 1980 году сведения суммированы в табл. 1.

Табл. 1

РАСПРОСТРАНЕННОСТИ И ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ И В ПЕРВИЧНОМ НУКЛЕОСИНТЕЗЕ

Изотоп	Наблюдаемая концентрация/H	Скорость образования лучами за 10^{10} лет	Первичный нуклеосинтез при $\eta_B = 3 \cdot 10^{-10}$
^2H	$1,7 \cdot 10^{-5}$	—	$7,9 \cdot 10^{-5}$
^3He	$1,5 \cdot 10^{-5}$	—	$1,6 \cdot 10^{-5}$
^4He	$6,8 \cdot 10^{-2}$	—	$7,9 \cdot 10^{-2}$
^6Li	$8 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-14}$
^7Li	10^{-9}	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$
^9Be	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$\sim 10^{-16}$
^{10}B	$4 \cdot 10^{-11}$	$8,7 \cdot 10^{-11}$	
^{11}B	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	

Точность приведенных отношений числа ядер к числу ядер водорода составляет примерно множитель 2, точность отношений изотопов составляет несколько процентов. Для колонки 2 принимается поток космических лучей в минимуме солнечной активности.

Литий — это единственный легкий элемент, для которого существует явная корреляция между возрастом звезды и содержанием. В старых звездах содержание Li меньше, чем в молодых звездах, или в звездах ГП ранних спектральных классов. Например, на поверхности Солнца $\text{Li}/\text{H} = 10^{-11}$, а в звездах типа Г Тельца (и в Солнечной системе, кроме Солнца) $\text{Li}/\text{H} \approx 10^{-9}$. У некоторых красных гигантов это отношение достигает, возможно, 10^{-7} . Для бериллия и бора такой корреляции не существует, то есть температура на поверхности звезд ГП недостаточно высока для того, чтобы в значительной мере сжечь их.

Содержание бериллия одинаково в большинстве звезд и на Солнце. Современный верхний предел межзвездного отношения Be/H подтверждает, что содержание Be осталось постоянным по крайней мере в течение последних 8 млрд. лет.

Реакции скалывания

Реакции скалывания — это эндоэнергетические ядерные реакции, протекающие при высоких температурах; порог любой реакции скалывания составляет по крайней мере несколько МэВ. Реакция заключается в частичном разрушении сложного ядра при столкновении с легким ядром, таким, как H или He. Основную роль в производстве Li, Be и B играют реакции скалывания, вызываемые протонами или α -частицами на ядрах C, N, O.

Для примера, сечения реакций скалывания на ядре ^{12}C с образованием Li и B достигают максимума при энергии налетающего протона 50-80 МэВ ($E_{\text{max}} \approx E_{\text{thres}} + 20$ МэВ), затем резко падают и уже при 0,5 ГэВ выходят на свои асимптотические значе-

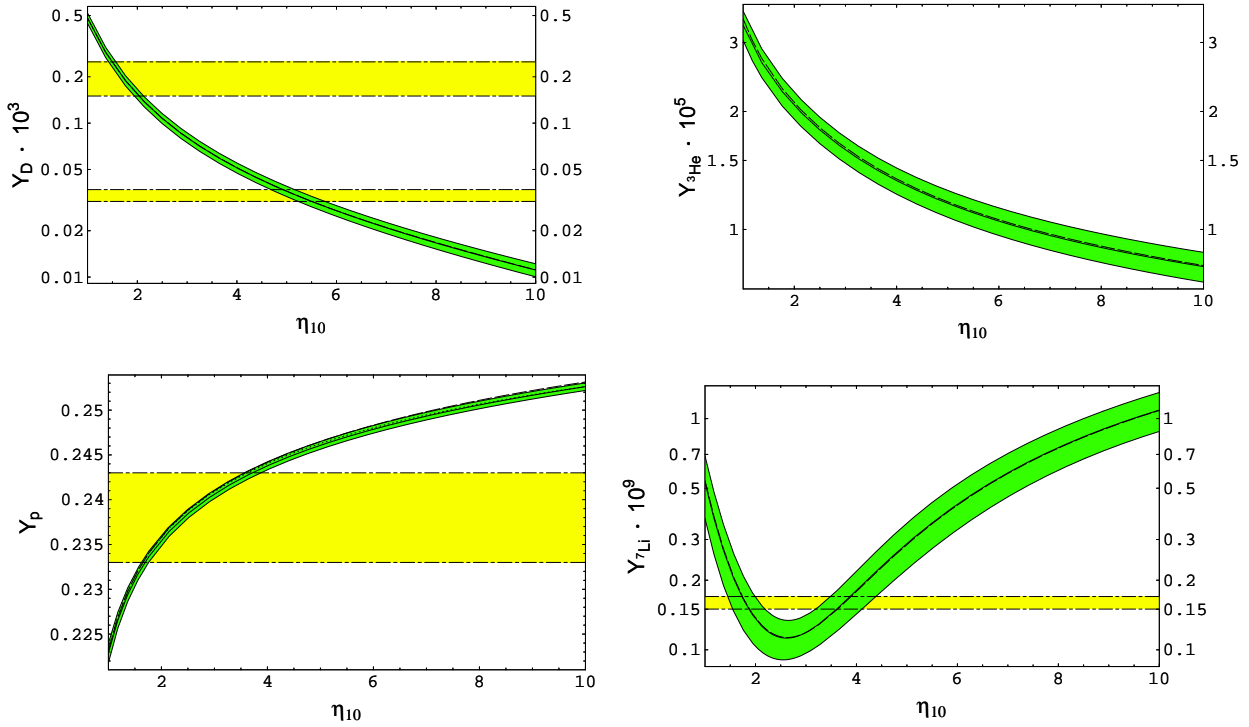


Рисунок 3: Распространенность космологического дейтерия, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ в зависимости от плотности числа барионов $\eta_{10} = n_B/n_\gamma \cdot 10^{10}$. Горизонтальные полосы - наблюдаемые концентрации, для дейтерия существуют два противоречащих друг другу результата измерения (так назыв. high-low-D проблема). Взято из *Esposito et al.*, astro-ph/0005571.

ния в интервале 10-50 миллибарн (сечение образования ${}^9\text{Be}$ монотонно выходит на свое максимальное значение).

Согласно классической модели Сербера, реакция происходит в два этапа: а) бомбардирующая частица сталкивается с несколькими нуклонами и выбивает их из ядра-мишени; б) после этой очень короткой стадии оставшееся сильно возбужденное ядро теряет свою энергию путем испарения нескольких нуклонов. На основании этой простой картины Одуз и др. написали для зависимости сечения от числа нуклонов начального и конечных ядер следующую формулу:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-P\Delta A) \exp(-RT_P^2),$$

где $\sigma_0 \propto \pi r_T^2$ и r_T - радиус ядра-мишени; ΔA есть число выбитых на первой стадии нуклонов. Параметр P зависит только от энергии.

Порядок расположения величин сечений образования легких элементов соответствует порядку их следования по распространенностям, за исключением ${}^7\text{Li}$: ${}^{11}\text{B} - {}^7\text{Li} - {}^{10}\text{B} - {}^6\text{Li} - {}^9\text{Be}$. Помимо того, если помножить сечения реакций на поток протонов в галактических космических лучах, то получается неплохое согласие для всех изотопов, кроме лития-7. По этим причинам космические лучи и считаются основными продуцентами наблюдаемых распространенностей бора, бериллия и лития-6.

Для объяснения наблюдаемых распространенностей ${}^7\text{Li}$ и отношения ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B} = 4$ (а не 2,8, как в таблице) Менегуцци и др., а впоследствии и многие другие авторы

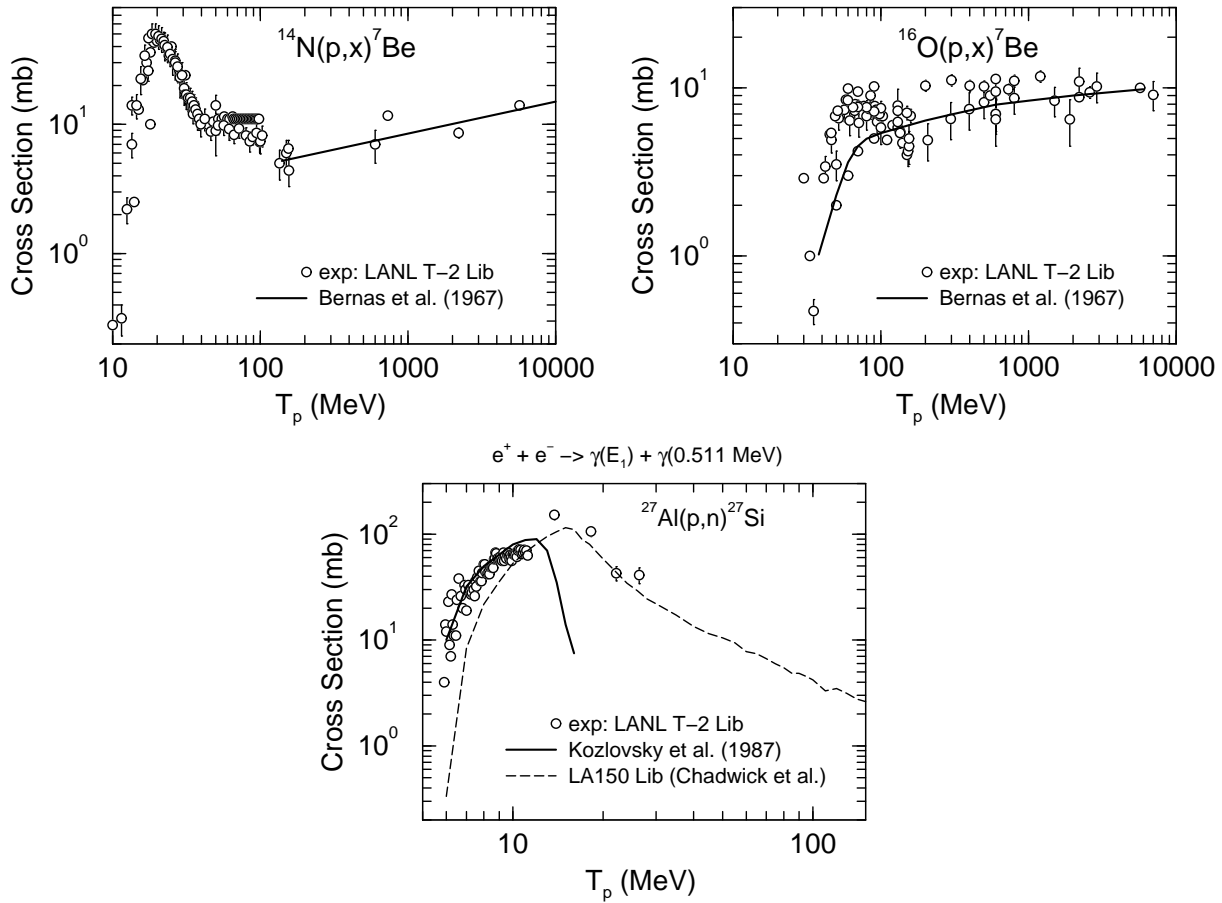


Рисунок 4: Примеры сечений реакций скалывания - сравнение используемых в астрофизических вычислениях аппроксимаций (линии) с экспериментальными данными библиотеки LANL T-2 (кружки) [Машник и др., 1998].

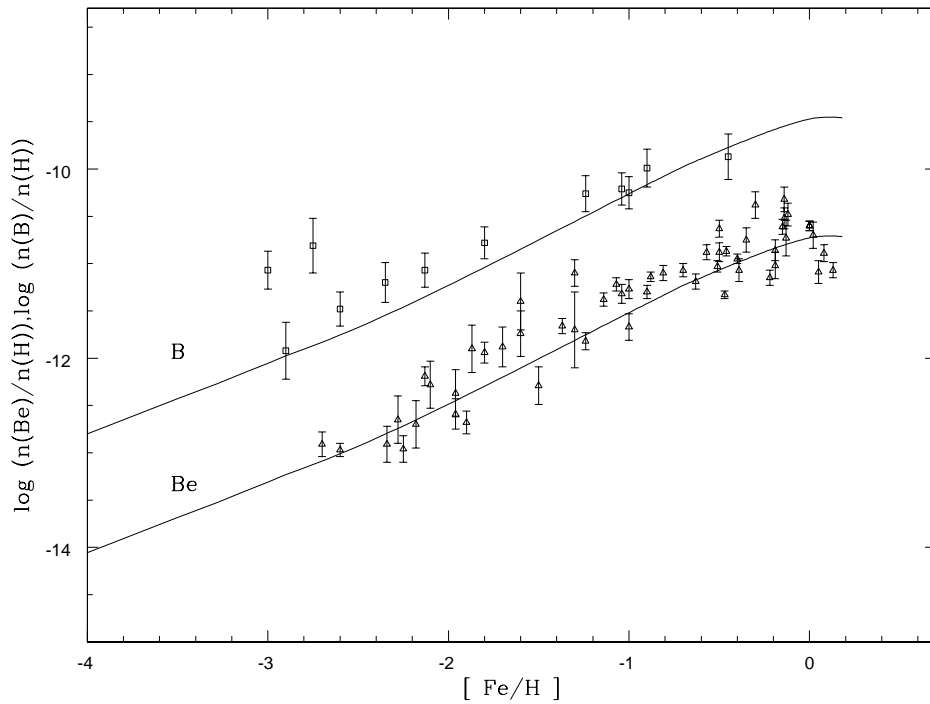
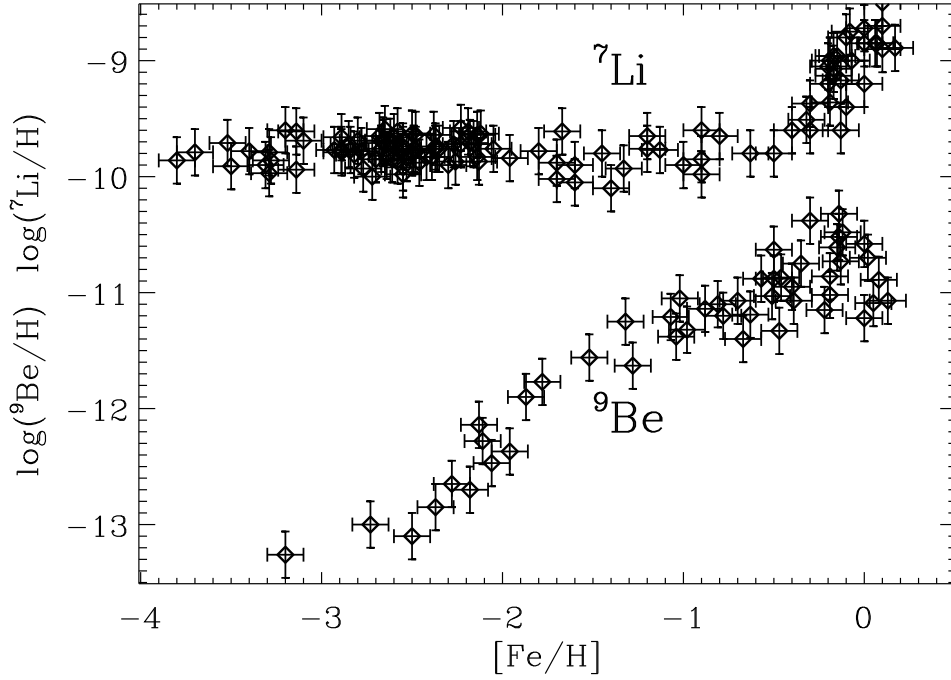


Рисунок 5: Наблюдаемая ависимость Li/H, Be/H, B/H от концентрации железа в звездах. По данным *Vangioni-Flam, Cassé, Audouze, 1999*.

привлекают гипотезу больших потоков (ненаблюдаемых в Солнечной системе) низкоэнергетических космических лучей (с энергией меньше 100 МэВ). В пользу такого образования ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B}$ свидетельствует поведение сечений при низких энергиях. Реакция ${}^{14}\text{N}(p, \alpha){}^{11}\text{C}(\beta^+){}^{11}\text{B}$ имеет самый низкий порог, а реакция ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ имеет низкий порог и довольно высокое сечение. Впрочем, впоследствии стало ясно, что недостающие количества этих нуклидов можно получить в ν -процессе в сверхновых (см. далее).

Нуклеосинтез ${}^7\text{Li}$

Нуклеосинтез лития-7 не является окончательно решенным вопросом. Перечислим возможные пути образования ${}^7\text{Li}$.

1. Первичный нуклеосинтез в горячей вселенной.

Выход лития-7 (как суммы собственно ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$, распадающегося путем e -захвата в ${}^7\text{Li}$) в стандартной модели Фридмана зависит лишь от одного (неизвестного) параметра — плотности числа барионов во вселенной. Этот выход изменяется в пределах $(1 - 10) \cdot 10^{-10}$ в интересующей нас области значений барионного отношения $\eta_B \equiv n_B/n_\gamma = (1 - 10) \cdot 10^{-10}$, причем имеет минимум ${}^7\text{Li}/\text{H} \approx 1,2 \cdot 10^{-10}$ как раз при $\eta_B = 3 \cdot 10^{-10}$, это центральное значение, определяемое из первичных распространенностей дейтерия, гелия-3 и гелия-4. Поэтому не факт, что космологический нуклеосинтез объясняет наблюдаемую распространенность лития-7, равную 10^{-9} .

2. Реакции скалывания

До сих пор не удается построить такой процесс, который давал бы достаточный поток протонов или альфа-частиц, эффективно выносил бы часть образовавшихся ядер из зоны высоких температур и при этом объяснял наблюдаемые отношения изотопов легких элементов. Хойл и Фаулер и Колгейт предложили простой механизм образования всех легких элементов в поверхностных слоях сверхновых в реакциях скалывания, обусловленных распространением ударной волны, которая должна приводить к разрушению части имеющихся там ядер гелия, углерода, азота и кислорода. Однако было показано, что такой процесс не объясняет наблюдаемые величины.

Клейтон и Двек [2] рассмотрели также возможность образования лития-7 в атмосферах молодых пульсаров в столкновениях $\alpha + \alpha$, но такой механизм дает слишком низкое отношение ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$. Кэнал и др. [3] предложили механизм образования лития в реакциях скалывания на поверхности красных гигантов, но он обладает тем же недостатком.

3. Термоядерное происхождение лития-7.

Ядро ${}^7\text{Li}$ является единственным нуклидом из пятерки легких изотопов, который может образоваться в термоядерных реакциях, происходящих в красных гигантах или во взрывающихся объектах, таких как новые и сверхмассивные звезды. Ядерной реакцией его образования является во всех случаях ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow \gamma + {}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$. Необходимым условием является при этом быстрое вынесение бериллия из высокотемпературной области с тем, чтобы сам он не мог вступить в реакцию ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$, а литий не разрушился в реакции ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$.

Уже давно известно, что взрывной нуклеосинтез, происходящий в богатых водородом и гелием слоях, превращает ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ в ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$ и ${}^{21}\text{Ne}$ (при $2 \cdot 10^8 K \leq T \leq 7 \cdot 10^8 K$). Арнулд и Норгаард и Туссен [4] провели такие вычисления и показали, что может быть получен значительный избыток ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B}$. Однако их анализ показал, что необходимые для лития и бора температуры и плотности взаимно исключают друг друга.

Наиболее интересной представляется возможность образования ${}^7\text{Li}$ при вспышках

новых. Старфилд и др. [5] рассчитали серию различных моделей быстрых новых, согласующихся с наблюдениями. Во всех случаях коэффициент обогащения для ${}^7\text{Li}$ лежит в пределах от 150 до 300. Они приходят к заключению, что вспышками новых можно объяснить наблюдаемый ${}^7\text{Li}$, если в Галактике происходит 25 взрывов новых в год, что вполне согласуется с наблюдениями, и если начальное содержание ${}^3\text{He}$ примерно в 10 раз превышает солнечное, что представляется весьма сомнительным.

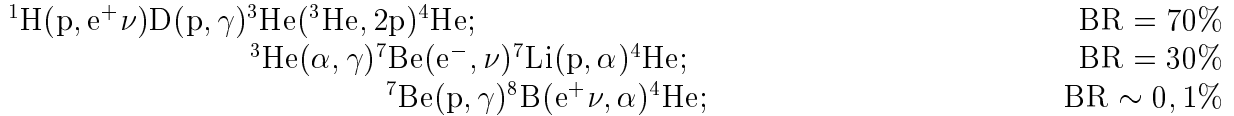
Литература

- [1] *Boesgaard A.M.* Publ. Astron. Soc. Pac., **88**, 353, 1976.
Reeves H., Meyer J.P. Astrophys. J., **226**, 613, 1978.
Audouze J. In: Proc. of the 1980 Erice Int. School on Nuclear Astrophys., ed. D. Wilkinson, Oxford, Pergamon Press, 1981.
- [2] *Clayton D. D., Dwek E.* Astrophys. J. Lett., **206**, L59, 1976.
[3] *Canal R., Isern J., Sanahuja B.* Astrophys. J., **200**, 646, 1975; ib., **235**, 504, 1980.
[4] *Arnould M., Norgaard H.* Astron. Astrophys., **42**, 55, 1975.
Touissant J. These de 3ème cycle, Univ. de Paris XI, not published.
[5] *Starrfield S., Truran J. W., Sparks W.M., Arnould M.* Astrophys. J., **222**, 600, 1978.
[6] *Stepan G. Mashnik* On solar system and cosmic ray nucleosynthesis and spallation processes, astro-ph/0008382.

4 Горение водорода в легких и массивных звездах

Водородный цикл или pp-цепочка

Основным источником энергии легких ($M < M_{\odot}$) звезд является последовательность термоядерных реакций горения водорода без участия катализаторов. Эта последовательность состоит из трех ветвей:



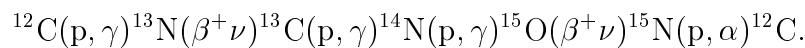
Приведем для примера равновесные концентрации нуклидов, участвующих в таком процессе, в звезде, похожей на Солнце:

$$\begin{aligned} X({}^1\text{H}) = 0,5 \quad X({}^4\text{He}) = 0,5 \quad T_c = 1,5 \cdot 10^7 \text{K} \quad \rho_c = 100 \text{g/ccm} \\ [{}^2\text{D}] = 1,35(-18) \quad [{}^3\text{He}] = 5,3(-6) \quad [{}^7\text{Li}] = 2(-16) \quad [{}^7\text{Be}] = 1,7(-12) \quad [{}^8\text{B}] = 5(-22) \end{aligned}$$

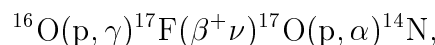
Приведены концентрации ядер, для перевода в массовые доли надо умножить на массовое число. Отметим, что только гелий-3 имеет концентрацию, сравнимую с его распространенностью, а все остальные нуклиды присутствуют в следовых количествах.

CNO-цикл

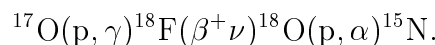
Последовательность реакций углеродно-азотного цикла, предложенная первоначально Бете и Вайцеккером, выглядит следующим образом:



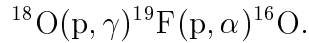
Потеря катализатора ${}^{15}\text{N}$ в реакции ${}^{15}\text{N}(p, \gamma) {}^{16}\text{O}$ в основном восполняется в последовательности реакций



приводящей к двойному CNO-циклу. Впоследствии оказалось, что скорость реакции ${}^{17}\text{O}(p, \gamma) {}^{18}\text{F}$ не мала, так что CNO-цикл содержит на самом деле еще и третью ветвь:

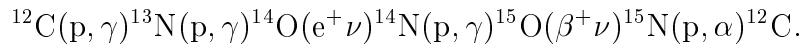


при этом предполагается, что ^{18}O реагирует только в реакции (p, α) . В интервале температур $0,02 < T_9 < 0,7$ определенную не малую вероятность (1 на 150 реакций этой части цикла) имеет также реакция $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$. Если последующее взаимодействие водорода со фтором происходит преимущественно в реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$, то катализаторы CNO сохраняются, и будет реализована четвертая ветвь CNO-цикла:



С другой стороны, если нельзя пренебречь конкурирующей реакцией $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$, то катализаторы CNO будут безвозвратно теряться в этой реакции, так что отдельные ветви цикла перестанут быть источником энергии для звезды при горении водорода.

Если реакции CNO-цикла протекают достаточно быстро, например, на взрывных стадиях эволюции звезд, то β -нестабильные ядра, такие как ^{13}N , не успев распасться, будут участвовать в ядерных реакциях; в этом случае CNO-цикл может становиться чрезвычайно сложной переплетающейся структурой из многих подциклов. Так, при температурах $T > 8 \cdot 10^7 \text{K}$ и плотностях $\rho \sim 10^4 \text{ г/см}^3$ скорость реакции $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ больше, чем распада $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C}$ ($\tau = 863$ сек), и модифицированный цикл (имеющий место, например, во вспышках новых) выглядит так:



Скорости слабых распадов здесь составляют: ^{14}O (102 сек) и ^{15}O (176 сек).

Определение скоростей большого числа ядерных реакций, во многих из которых участвуют нестабильные ядра, представляет в этом случае сложную экспериментальную задачу.

Приведем для примера равновесные концентрации изотопов CNO-цикла, вычисленные для типичной звезды ГП спектрального класса В с массой $10 M_{\odot}$:

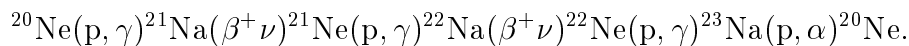
$$\begin{aligned} X(^1\text{H}) &= 0,5 & T_c &= 3 \cdot 10^7 \text{K} & \rho_c &= 10 \text{г/см} \\ [^{12}\text{C}] &= 1,3(-2) & [^{13}\text{C}] &= 3,7(-3) & ^{12}\text{C}/^{13}\text{C} &= 3,5 \\ [^{13}\text{N}] &= 1,0(-9) & [^{14}\text{N}] &= 0,9353 & [^{15}\text{N}] &= 3,5(-5) \\ [^{15}\text{O}] &= 2,0(-10) & [^{16}\text{N}] &= 2,9(-2) & [^{17}\text{O}] &= 1,9(-2) & [^{18}\text{O}] &= 1(-5) \div 1(-8) \\ [^{17}\text{F}] &= 9,0(-14) & [^{18}\text{F}] &= 7(-12) & [^{19}\text{F}] &= 1(-6) \div 1(-9) \end{aligned}$$

Приведены концентрации ядер по отношению к сумме концентраций C, N, O, F, поскольку доля этих ядер по отношению к водороду определяется не условиями равновесия, а их содержанием в исходном материале звезды (металличность Z). Разброс концентраций для ^{18}O и ^{19}F связан с неопределенностью скоростей соответствующих реакций.

Из приведенных чисел наиболее важны такие последствия углеродного цикла, как превращение почти всех (около 94 %) изотопов C, N, O, F в ^{14}N , а также образование ^{13}C и ^{17}O — потенциальных источников нейтронов.

Неоновый (Ne-Na) цикл

В тех звездах второго поколения, в недрах которых температура $T_9 > 0,05$, начинают играть роль дополнительные циклы горения водорода, как, например, предложенный Мэрионом и Фаулером неоновый цикл:

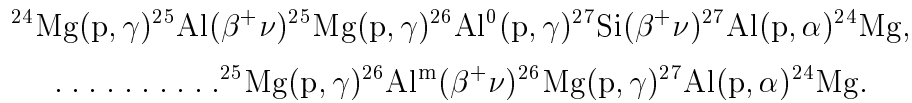


Вследствие довольно высоких кулоновских барьеров неоновый цикл оказывается относительно несущественным источником энергии в звездах. Однако он имеет важное

значение для нуклеосинтеза изотопов неона и натрия. Например, он может облегчить понимание аномалии Ne-E, то есть сильного избытка в метеоритах изотопа ^{22}Ne . Образование как ^{21}Ne , так и ^{22}Ne представляет интерес и по другой причине, так как реакции (α, n) на этих ядрах в процессе последующего горения гелия в звездах могут быть источниками нейтронов, которые необходимы для синтеза более тяжелых элементов в s-процессе.

Mg-Al цикл

Для объяснения аномального содержания ^{26}Mg в углистом хондрите Альенде, коррелирующего с содержанием алюминия и тем самым свидетельствующего в пользу того, что он образовался от распада ^{26}Al , были привлечены реакции магний-алюминиевого цикла, в которых фигурирует этот изотоп. Последовательность реакций цикла имеет вид:



В реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ происходит утечка из цикла. Здесь $^{26}\text{Al}^0$ — основное состояние этого изотопа — также испытывает β^+ -распад, но с очень большим периодом полураспада (0,72 млн. лет).

5 Горение гелия

После истощения запасов водорода в ядре звезды он продолжает гореть в слое, который окружает это ядро, состоящее в основном из гелия. Если в веществе, из которого сконденсировалась звезда, присутствовали углерод, азот или кислород, то в процессе последующего горения водорода почти весь углерод и кислород перерабатываются в азот, и поэтому в ядре звезды, кроме гелия, будет содержаться 1-2 % (по массе) азота.

По мере того, как водород продолжает гореть в слое, масса гелиевого ядра увеличивается и оно, постепенно сжимаясь, становится плотнее и горячее. Оболочка звезды, напротив, расширяется, так что температура поверхности даже падает. Звезда становится красным гигантом.

В конце концов гелиевое ядро становится достаточно горячим ($\sim 1,5 \cdot 10^8 K$) и плотным ($\sim 5 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$) для того, чтобы началась 3α -реакция. В свою очередь, образующийся при этом ^{12}C может захватить α -частицу и превратиться в ^{16}O . Казалось бы, разумно предположить, что радиационные захваты продолжаются и дальше: $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ и т. д., однако характерное время захвата α -частиц ядром ^{12}C оказывается очень большим при не слишком высоких температурах. Таким образом, гелий превращается в основном в ^{12}C и ^{16}O в относительных количествах, зависящих от соотношения между сечениями 3α -реакции и реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

Присутствующий в ядре звезды ^{14}N активно реагирует с гелием и образует ^{18}F , который после позитронного распада переходит в ^{18}O . Следует ожидать, что будет протекать также либо реакция $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$, либо в зависимости от температуры реакция $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, причем при более высоких температурах первая из них предпочтительнее.

Реакции $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$, $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$, $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$ и $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ являются потенциальными источниками нейтронов для s-процесса, причем многие исследователи отдают предпочтение реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$.

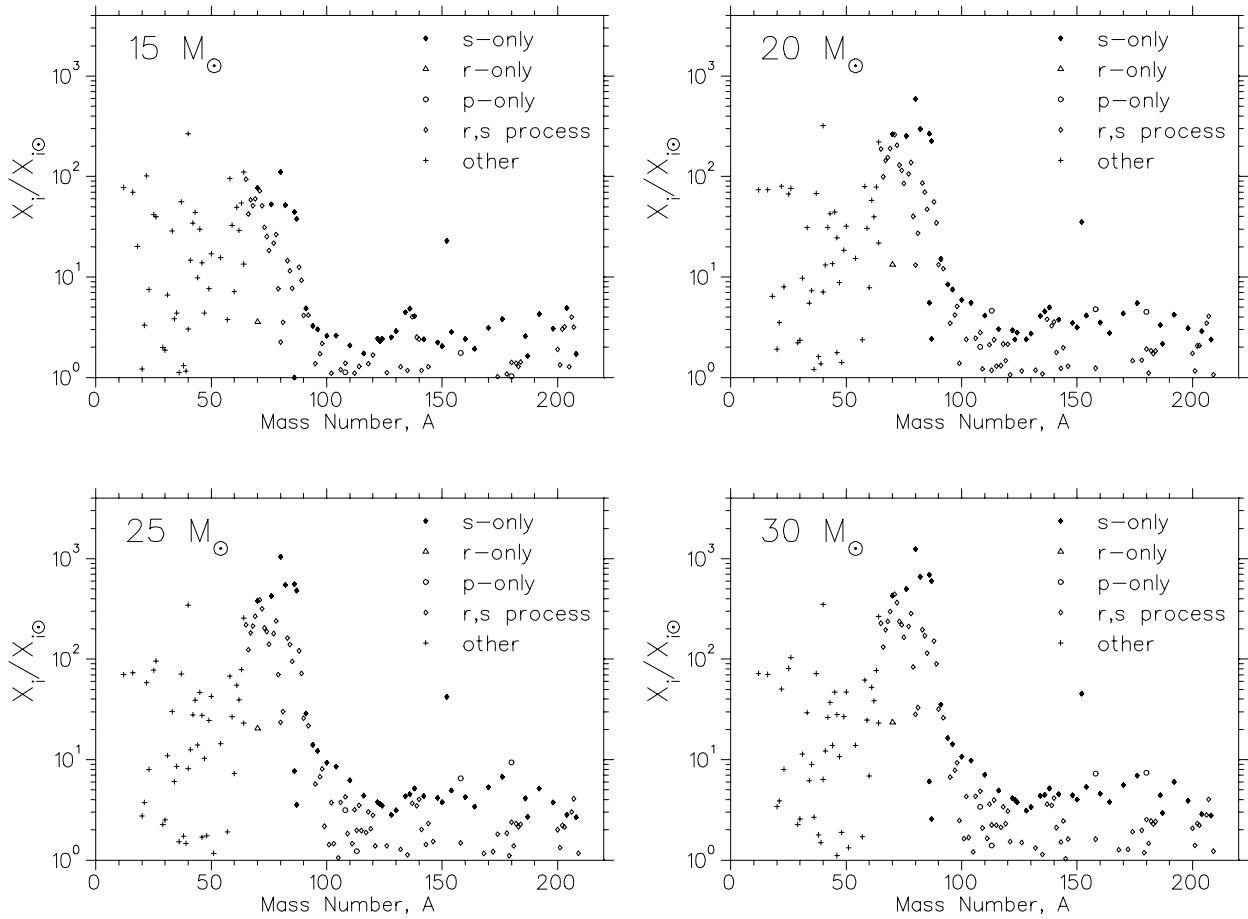
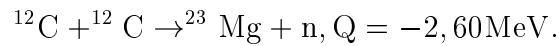
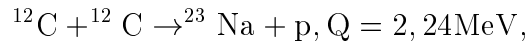
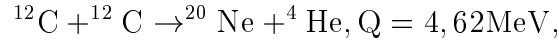


Рисунок 6: Факторы перепроизводства нуклидов в конвективном гелиевом ядре. Каждый нуклид изображен символом, означающим процесс, в котором он образуется. Взято из *L.-S. The, El Eid, Meyer, astro-ph/9812238*.

6 Горение С, Ne, O

Горение гелия приводит к росту звездного ядра, состоящего главным образом из углерода и кислорода, а также из 1-2 % (по массе) изотопов ^{18}O и ^{22}Ne , образовавшихся в результате последовательных захватов α -частиц изотопом ^{14}N . Звездное ядро окружено слоем, в котором продолжается горение гелия. Когда температура и плотность ядра становятся достаточно большими, начинается слияние ядер углерода и образуются неон, натрий и магний, а также примесь алюминия и кремния, которые появляются в результате захвата α -частиц, протонов и нейтронов, освобождающихся при горении углерода. К моменту истощения запасов углерода становится возможной реакция между углеродом и кислородом, но в целом эта реакция не играет существенной роли вследствие того, что ее кулоновский барьер высок по сравнению с барьером реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Основные реакции *горения углерода* следующие:



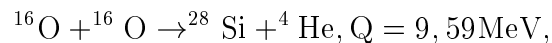
Значение Q для последней реакции отрицательно, поэтому она является самой медленной при астрофизических температурах.

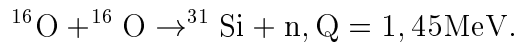
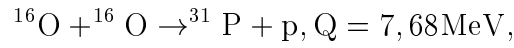
Характер горения углерода сильно зависит от массы звезды. В массивных звездах углерод может загораться и продолжать горение в условиях гидростатического равновесия. В звездах с массой всего лишь несколько M_{\odot} углерод загорается в условиях сильного вырождения электронов, если, конечно, в звездах столь малой массы вообще может образоваться С-О ядро. Поскольку давление в таком ядре определяется в основном вырожденными электронами, оно не увеличивается заметно при загорании углерода, тогда как температура, напротив, быстро возрастает. Тем самым звезда утрачивает свою обычную способность восстанавливать гидростатическое равновесие путем расширения и охлаждения в ответ на начальное увеличение температуры. Согласно расчетам, в результате углерод-углеродной ядерной реакции температура должна столь сильно повыситься, что звезда полностью разрушится. Такой взрыв называется углеродно-детонационной сверхновой.

Горение неона. Если звезда переживет горение углерода и уцелеет, то после истощения запасов углерода температура и давление в ее ядре будут подниматься до тех пор, пока не начнется фотодиссоциация ^{20}Ne под действием высокоэнергетических фотонов; энергия отрыва α -частицы от ^{20}Ne относительно мала (4,7 МэВ), поэтому такой процесс может протекать и при умеренных температурах. Освобождающиеся α -частицы будут взаимодействовать с неоном (образуя кремний) и другими ядрами и так будет продолжаться до истощения запасов неона. После этого произойдет очередной подъем температуры, пока не начнется ядерное горение кислорода.

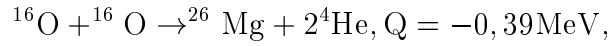
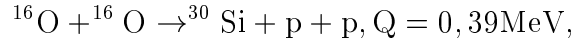
Таким образом, после короткой стадии горения неона в ядре звезды начинается горение кислорода. За горением кислорода следует горение кремния, и в результате образуются элементы вплоть до скандия. С повышением температуры и плотности по мере развития этой последовательности процессов характерные времена их становятся все меньше и один процесс может переходить непосредственно в другой.

Главными реакциями *горения кислорода* при энергиях несколько эВ являются те реакции, которые приводят к двухчастичным конечным состояниям:





При астрофизических температурах могут вносить также некоторый вклад также и несколько реакций с трехчастичными конечными состояниями:



Все эти реакции идут через возбужденное ядро $^{32}\text{S}^*$. Цепочка ядерных превращений на этой стадии заканчивается образованием серы ^{32}S с примесью ^{28}Si , ^{36}Ar . Конечный результата можно приближенно записать в виде:



7 Равновесное горение Si или α -процесс

Вслед за стадией горения кислорода по мере роста температуры и плотности происходит фотодиссоциация присутствующих в звездном веществе сложных атомных ядер и освобождаются α -частицы, протоны и нейтроны, которые реагируют с еще не успешными продиссоциированными ядрами и образуют еще более тяжелые ядра, включая ядра, соответствующие железному пику на кривой распространенности элементов. Этот процесс описывается разветвленной сетью из многих сотен ядерных реакций и называется горением кремния. Эта стадия начинается при достижении температуры 3 млрд. К.

Самые быстрые реакции горения кремния, вероятно, достигают состояния квазиравновесия. Устанавливающиеся при этом концентрации ядер зависят от плотности нейтронов, протонов и α -частиц, а также от статсумм для ядер, которые определяются спином и энергией возбужденных состояний. При замораживании ядерных реакций, т. е. при их прекращении по мере падения температуры и плотности в процессе расширения сверхновой, скорости отдельных реакций становятся особенно важными для определения конечных концентраций нуклидов.

ОСНОВНЫЕ СТАДИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ
НА ПРИМЕРЕ ДВУХ ЗВЕЗД МАССОЙ $15 M_{\odot}$ И $25 M_{\odot}$

Стадия горения	T_c (К)	ρ_c (г/см ³)	$L_{\nu\nu}$ (эрг/с)	L (эрг/с)	T_{eff} (К)	R_{ph} (R_{\odot})	Длительность периода
H	3,4(7)	5,9	5,3(36)	8,1(37)	3,26(4)	4,6	1,2(7) лет
	3,7(7)	3,8	2,0(37)	3,1(38)	3,98(4)	6,0	7,3(6) лет
He	1,6(8)	1,3(3)	3,9(33)	2,3(38)	1,59(4)	3,2(1)	1,3(6) лет
	1,8(8)	6,2(2)	7,3(34)	9,5(38)	1,58(4)	6,8(1)	6,7(5) лет
C	6,2(8)	1,7(5)	3,4(38)	3,3(38)	4,26(3)	5,3(2)	6,3(3) лет
	7,2(8)	6,4(5)	1,0(40)	1,2(39)	4,36(3)	9,6(2)	1,6(2) лет
Ne	1,3(9)	1,6(7)	6,7(41)	3,7(38)	4,28(3)	5,6(2)	7,0 лет
	1,4(9)	3,7(6)	7,8(42)	1,2(39)	4,36(3)	9,6(2)	1,2 лет
O	1,9(9)	9,7(6)	7,9(42)	3,7(38)	4,28(3)	5,6(2)	1,7 лет
	1,8(9)	1,3(7)	2,3(43)	1,2(39)	4,36(30)	9,6(2)	0,5 лет
Si	3,1(9)	2,3(8)	3,4(44)	3,7(38)	4,28(3)	5,6(2)	6,0 дней
	3,4(9)	1,1(8)	3,8(45)	1,2(39)	4,36(3)	9,6(2)	1,4 дней

Табл. 3

Наиболее распространенные нуклиды в центре звезды после различных
стадий горения для звезд с массой $13 M_{\odot}$, $15 M_{\odot}$, $20 M_{\odot}$ и $25 M_{\odot}$.

Изотоп	$13 M_{\odot}$	$15 M_{\odot}$	$20 M_{\odot}$	$25 M_{\odot}$
H -горение				
⁴ He	0.981	0.980	0.980	0.980
¹⁴ N	1.32(-2)	1.33(-2)	1.33(-2)	1.33(-2)
²⁰ Ne	1.67(-3)	1.66(-3)	1.66(-3)	1.66(-3)
²¹ Ne	8.40(-8)	6.98(-8)	5.35(-8)	4.58(-8)
²² Ne	1.01(-5)	1.21(-5)	1.77(-5)	2.32(-5)
²³ Na	1.90(-4)	1.90(-4)	1.88(-4)	1.85(-4)
²⁴ Mg	5.35(-4)	5.35(-4)	5.35(-4)	5.35(-4)
²⁵ Mg	6.35(-7)	7.28(-9)	2.21(-9)	1.00(-9)
²⁶ Mg	1.52(-4)	1.53(-4)	1.53(-4)	1.53(-4)
²⁶ Al	1.58(-6)	1.58(-7)	2.64(-7)	4.16(-7)
²⁷ Al	6.03(-5)	6.03(-5)	6.04(-5)	6.05(-5)
He -горение				
¹² C	0.257	0.195	0.171	0.179
¹⁶ O	0.717	0.777	0.800	0.790
²⁰ Ne	1.66(-3)	1.90(-3)	2.83(-3)	3.71(-3)
²² Ne	1.80(-2)	1.61(-2)	1.30(-2)	1.16(-2)
²³ Na	2.04(-4)	2.15(-4)	2.22(-4)	2.23(-4)
²⁴ Mg	4.57(-4)	4.41(-4)	4.63(-3)	4.96(-3)
²⁵ Mg	1.62(-3)	2.84(-3)	4.49(-3)	5.20(-3)
²⁶ Mg	1.65(-3)	2.29(-3)	4.91(-3)	5.80(-3)
⁵⁶ Fe	6.06(-4)	3.76(-4)	2.05(-4)	1.61(-4)
⁵⁸ Fe	3.34(-4)	4.41(-4)	4.15(-4)	3.81(-4)
η_c	1.987(-3)	1.980(-3)	1.936(-3)	1.917(-3)
Y_e	0.4990	0.4990	0.4990	0.4990

C -горение				
¹⁶ O	0.614	0.700	0.730	0.710
²⁰ Ne	0.294	0.230	0.200	0.220
²³ Na	2.34(-2)	1.82(-2)	1.72(-2)	1.72(-2)
²⁴ Mg	2.61(-2)	1.70(-2)	1.27(-2)	1.42(-2)
η_c	2.839(-3)	2.490(-3)	2.215(-3)	2.168(-3)
Y_e	0.4986	0.4987	0.4989	0.4989
Ne -горение				
¹⁶ O	0.768	0.811	0.830	0.826
²⁴ Mg	8.16(-2)	4.90(-2)	4.37(-2)	4.71(-2)
²⁸ Si	8.22(-2)	7.03(-2)	6.35(-2)	6.35(-2)
²⁹ Si	2.07(-2)	1.74(-2)	1.54(-2)	1.51(-2)
³⁰ Si	9.24(-3)	1.09(-2)	1.07(-2)	1.14(-2)
³¹ P	6.17(-3)	1.24(-2)	1.02(-2)	7.77(-3)
³² S	9.48(-2)	1.33(-2)	1.34(-2)	1.52(-2)
η_c	2.685(-3)	2.543(-3)	2.272(-3)	2.156(-3)
Y_e	0.4987	0.4987	0.4989	0.4989
O -горение				
²⁸ Si	0.300	0.343	0.401	0.428
³⁰ Si	0.268	5.90(-3)	1.30(-3)	8.70(-4)
³² S	2.45(-2)	0.115	0.253	0.288
³⁴ S	0.356	0.217	7.43(-2)	5.32(-2)
³⁶ Ar	1.48(-4)	6.22(-3)	3.76(-2)	4.53(-2)
³⁸ Ar	3.77(-2)	0.210	0.151	0.115
⁴⁰ Ca	9.57(-7)	2.62(-3)	3.56(-2)	4.54(-2)
η_c	4.116(-2)	2.447(-2)	1.419(-2)	9.983(-3)
Y_e	0.4794	0.4878	0.4929	0.4950
Si -горение, радиативное				
²⁸ Si	4.46(-3)	4.73(-2)	0.364	0.430
³⁰ Si	0.818	0.675	0.249	0.197
³² S	1.24(-5)	3.00(-4)	6.92(-3)	9.93(-3)
³⁴ S	7.98(-2)	0.166	0.189	0.165
³⁸ Ar	5.98(-4)	2.74(-3)	9.60(-3)	9.92(-3)
⁵⁰ Ti	6.17(-2)	1.21(-2)	3.99(-4)	2.79(-4)
⁵² Cr	8.43(-3)	7.01(-2)	0.121	0.120
η_c	6.994(-2)	6.423(-2)	4.100(-2)	3.653(-2)
Y_e	0.4650	0.4679	0.4795	0.4817
Si -горение, конвекция (первая фаза)				
²⁸ Si	0.160	0.347	0.442	0.461
³⁰ Si	0.196	0.146	4.31(-3)	2.25(-3)
³² S	3.63(-3)	1.14(-2)	6.09(-2)	7.41(-2)
³⁴ S	0.145	0.151	1.42(-2)	8.83(-3)
³⁸ Ar	8.23(-3)	1.23(-2)	4.50(-3)	3.27(-3)
⁵² Cr	0.338	0.206	9.72(-2)	6.02(-2)
⁵⁴ Fe	5.00(-4)	2.61(-3)	0.132	3.42(-2)
⁵⁶ Fe	1.09(-1)	9.29(-2)	0.154	0.112

Si -горение (конечные концентрации)				
⁵⁰ Ti	4.21(-2)	1.03(-2)	1.21(-4)	1.10(-4)
⁵¹ V	2.47(-2)	1.24(-2)	1.25(-3)	1.19(-3)
⁵² Cr	0.431	0.437	0.258	0.246
⁵³ Cr	3.87(-2)	2.35(-2)	3.51(-3)	3.41(-3)
⁵⁴ Cr	7.40(-2)	2.66(-2)	7.75(-4)	7.42(-4)
⁵⁵ Mn	3.98(-2)	2.93(-2)	7.06(-3)	7.06(-3)
⁵⁴ Fe	1.53(-4)	6.56(-4)	3.05(-2)	3.24(-2)
⁵⁵ Fe	1.24(-3)	3.15(-3)	3.04(-2)	3.20(-2)
⁵⁶ Fe	0.268	0.398	0.600	0.605
⁵⁷ Fe	1.88(-2)	1.68(-2)	6.57(-3)	6.76(-3)
⁵⁸ Fe	4.16(-2)	2.20(-2)	1.59(-3)	1.60(-3)
η_c	8.283(-2)	7.731(-2)	7.100(-2)	7.053(-2)
Y_e	0.4586	0.4613	0.4645	0.4647

Табл. 4

Окончательные концентрации на поверхности для моделей с $13 M_{\odot}$, $15 M_{\odot}$, $20 M_{\odot}$ и $25 M_{\odot}$.

Изотоп	Солнце	$13 M_{\odot}$	$15 M_{\odot}$	$20 M_{\odot}$	$25 M_{\odot}$
¹ H	6.95(-01)	6.49(-01)	6.38(-01)	6.09(-01)	5.93(-01)
³ He	3.04(-05)	2.20(-05)	2.06(-05)	1.70(-05)	1.61(-05)
⁴ He	2.85(-01)	3.31(-01)	3.42(-01)	3.71(-01)	3.87(-01)
¹² C	3.46(-03)	2.20(-03)	2.19(-03)	2.02(-03)	1.97(-03)
¹³ C	4.16(-05)	1.25(-04)	2.36(-05)	2.23(-05)	2.19(-05)
¹⁴ N	1.02(-03)	3.54(-03)	3.88(-03)	4.81(-03)	5.21(-03)
¹⁵ N	4.03(-06)	1.82(-06)	1.82(-06)	1.78(-06)	1.75(-06)
¹⁶ O	1.00(-02)	8.72(-03)	8.48(-03)	7.64(-03)	7.26(-03)
¹⁷ O	4.04(-06)	1.17(-05)	9.62(-06)	8.31(-06)	6.90(-06)
¹⁸ O	2.25(-05)	1.54(-05)	1.50(-05)	1.33(-05)	1.27(-05)
¹⁹ F	4.21(-07)	3.43(-07)	3.31(-07)	2.65(-07)	2.49(-07)
²⁰ Ne	1.68(-03)	1.68(-03)	1.68(-03)	1.68(-03)	1.68(-03)
²¹ Ne	4.29(-06)	4.00(-06)	3.80(-06)	2.97(-06)	2.72(-06)
²² Ne	1.35(-04)	1.16(-04)	1.14(-04)	1.08(-04)	1.07(-04)
²³ Na	3.47(-05)	5.67(-05)	5.95(-05)	6.77(-05)	7.01(-05)
²⁴ Mg	5.35(-04)	5.35(-04)	5.35(-04)	5.35(-04)	5.35(-04)
²⁵ Mg	7.03(-05)	6.19(-05)	5.83(-05)	5.04(-05)	4.71(-05)
²⁶ Mg	8.07(-05)	8.94(-05)	9.33(-05)	1.00(-04)	1.02(-04)
²⁶ Al	0.00(+00)	1.20(-08)	2.27(-08)	8.19(-07)	1.42(-06)
²⁷ Al	6.03(-05)	6.03(-05)	6.03(-05)	6.03(-05)	6.03(-05)

8 NSE — ядерное статистическое равновесие

В недрах обычных (не массивных) звезд экзоэнергетические реакции — источники звездной энергии — протекают при температурах, для которых средняя кинетическая энергия ниже как энергетического выхода реакции (Q-value), так и высоты кулоновского барьера (\mathcal{E}_c). Поэтому скорость обратных пороговых реакций ничтожно мала. Однако

на заключительных стадиях эволюции достаточно массивных звезд, а также в процессе коллапса звездных ядер температура достигает значений свыше 3-6 млрд. К, при которых в веществе имеется уже довольно много частиц с энергиями, необходимыми для быстрого протекания как прямых, так и обратных реакций. Особенно интенсивно идут реакции (p, n) , (n, α) , (p, α) и др. Путем последовательного отщепления нуклонов и α -частиц, а также обратных радиационных захватов ядра с одними значениями (A, Z) превращаются в ядра с другими (A, Z) , и наоборот. В веществе появляются практически отсутствовавшие при более низких температурах свободные нейтроны, протоны и α -частицы. Устанавливаются вполне определенные равновесные концентрации различных ядер (NSE). В условиях NSE массовая концентрация $X_{A,Z}$ [$X_{A,Z} \equiv An_{A,Z}m_u/\rho$, где $n_{A,Z}$ – число ядер в ед. объема] ядра любого вида в любом состоянии связана с концентрациями свободных нейтронов X_n и протонов X_p соотношением типа формулы Саха для ионизации или диссоциации молекул:

$$X_{A,Z}^r = g_{A,Z}^r A^{5/2} \cdot \frac{1}{2^A} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_u kT} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} \cdot \left(\frac{\rho}{m_u} \right)^{A-1} X_n^{A-Z} X_p^Z \exp\left(\frac{Q_{A,Z}^r}{kT}\right),$$

где $g^r = 2J^r + 1$ – спиновый статвес r -го состояния, $Q^r = Q^0 - \mathcal{E}^r$ – энергия связи ядра в этом состоянии.

9 s-процесс

Согласно современным представлениям, медленный захват нейтронов ответственен за наблюдаемые распространенности множества нуклидов от цинка до висмута. В s-процессе участвуют изотопы элементов от железа до полония. Все типы нейтронных захватов состоят в присоединении нейтронов к зародышевым ядрам, которыми являются прежде всего ядра ^{56}Fe и небольшое число других ядер железного пика.

Уравнения, определяющие содержание элементов после нейтронных экспозиций, были предложены Клейтоном и др. Было показано, что единственная нейтронная экспозиция дает распространенности, совсем не похожие на наблюдаемые в метеоритах типа углистых хондритов. По их расчетам, произведение сечения нейтронного захвата на содержание элемента, образованного в s-процессе, примерно постоянно в интервале между магическими числами атомных масс.

Основным параметром, характеризующим протекание s-процесса в астрофизических условиях, является источник нейтронов. Есть две реакции: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ и $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Каждая из них имеет свои преимущества и недостатки как источник нейтронов, ответственных за происхождение элементов в s-процессе в Солнечной системе. В принципе, источник $^{13}\text{C} + ^4\text{He}$ гораздо мощнее, так как число выделяющихся нейтронов ограничено лишь числом поступающих в зону горения гелия протонов, однако он требует, как указал Сандерс, совместного горения водорода и гелия. Пока нет численных расчетов, которые бы показали, как может оно происходить. В качестве механизма, ответственного за приток протонов, первоначально рассматривалось соприкосновение конвективной оболочки, образовавшейся во время рекуррентных тепловых вспышек гелиевого слоевого источника, и богатой водородом внешней оболочки. Основная трудность, связанная с этим источником нейтронов, заключена в том, что никак не удается получить контакта конвективного слоя с богатыми водородом областями.

Источник нейтронов ^{22}Ne зависит от наличия ядер ^{14}N в зоне горения гелия. Две реакции типа (α, γ) превращают азот в неон. Ядра ^{14}N должны присутствовать до начала

горения гелия. Естественным поставщиком ^{14}N служит CNO-цикл, который превращает почти все участвующие в нем ядра в ^{14}N . Основной трудностью, связанной с неоновым источником нейтронов, является требование высокой температуры для реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Такие высокие температуры соответствуют звездам с высокой светимостью и массой, а наблюдательные данные свидетельствуют, что s-процесс происходит в звездах более низкой светимости.

Что касается эволюционного статуса звезд, в которых идет s-процесс, то это почти наверняка красные гиганты. Для обоих обсуждавшихся выше источников необходимо, чтобы в звезде протекали реакции горения гелия. В ходе эволюции звезд имеются в принципе два этапа, на которых могло бы начаться выделение нейтронов: рекуррентные тепловые вспышки гелиевого слоевого источника, упомянутые выше, и взрывное загорание гелия в вырожденном веществе.

Опишем основные черты s-процесса при рекуррентных вспышках. Предполагается, что конвективная зона облучается одинаковым потоком нейтронов. За коротким периодом облучения следует длительный спокойный период, последовательные (по времени) конвективные зоны частично перекрываются, облучаемая зона к концу вспышки сокращается (ее масса умножается на коэффициент r). Пусть M_s – масса зоны конвекции, N_A – содержание на ед. массы изотопа от предыдущей экспозиции. В максимуме развития конвективной фазы число ядер, оставшихся в конвективной зоне от предыдущего цикла, равно rM_sN_A , содержание ядер в добавленном веществе пусть будет N_A^E . Для большинства ядер их содержание в не подвергавшемся облучению веществе настолько мало, что им можно пренебречь. Нейтронная экспозиция определяется выражением

$$\Delta\tau = \int N_n(t)v_{th}dt.$$

Эволюция числа ядер A описывается уравнением

$$dN_A/d\tau = \sigma_{A-1}N_{A-1} - \sigma_A N_A - \Lambda(N_A - N_A^E),$$

где $\Lambda = (1 - r)/\Delta\tau$. Тогда стационарное решение имеет вид

$$(\sigma_A + \Lambda)N_A = \sigma_{A-1}N_{A-1} + \Lambda N_A^E,$$

или

$$\sigma_A N_A = \sigma_{A-1}N_{A-1}/(1 + \Lambda/\sigma_A) + \Lambda N_A^E/(1 + \Lambda/\sigma_A).$$

Многочкратное применение этого уравнения дает

$$\sigma_A N_A = \sum_{A'=1}^A \Lambda N_{A'}^E \prod_{A''=A'}^A (1 + \Lambda/\sigma_{A''})^{-1}.$$

Для ядер тяжелее железа надо считать, что отличные от нуля $N_{A'}^E$ имеют только элементы железного пика. Содержание зародышевых ядер легче железа велико, однако многократное произведение по A'' для них очень мало, в то время как содержание в оболочке ядер тяжелее никеля мало. Таким образом, выход элементов в этой простой модели зависит только от одного параметра Λ , не считая, конечно, сечений захвата нейтронов.

Согласно Зигеру и др. и Ульриху, распределение $\sigma_A N_A$ по A хорошо согласуется с распространенностью в Солнечной системе при $\Lambda=4-5$ мбарн. Кривая $\Lambda=3,0$ не дает удовлетворительной картины для $A < 87$. Значение $\Lambda=4,6$ удовлетворительно воспроизводит ход $\sigma_A N_A$ для $A < 140$, но не годится для A в районе 200. Следует признать, что в различные участки кривой могут вносить вклад различные астрофизические процессы.

10 r-процесс

Общепризнано, что ядра тяжелее ^{209}Bi синтезируются в результате быстрого захвата нейтронов, т. е. в r-процессе. В классическом r-процессе требовалось, чтобы скорости захвата нейтронов были много больше скоростей β -распада. При таком r-процессе ядро в условиях высокой концентрации свободных нейтронов и высокой температуры захватывает нейтроны посредством реакций (n, γ) , которые протекают быстро по сравнению с β -распадами. Захваты нейтронов продолжают до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не уравнивается со скоростью обратной реакции. После этого ядро "ждет", пока произойдет β -распад, что позволит ему снова захватывать нейтроны. В результате трек, вдоль которого идет r-процесс, обычно отстоит от полосы β -стабильности на 10 нейтронов в направлении нейтроноизбыточных изотопов. Процесс прекращается, либо когда концентрация нейтронов и температура падают настолько, что прекращаются реакции (n, γ) , (γ, n) , либо когда в результате деления наступает циклический процесс, при котором синтез более тяжелых ядер невозможен.

На кривой распространенности ядер, синтезированных в r-процессе, имеются пики около атомных масс 80, 130 и 195, которые коррелируют с магическими числами нейтронов соответственно 50, 82 и 126. Пики в содержаниях ядер, связанные с теми же магическими числами нейтронов, но расположенные при несколько больших атомных массах, наблюдаются и у ядер, синтезированных в s-процессе. Это является следствием того факта, что трек r-процесса проходит в нейтроноизбыточной области далеко от полосы стабильности, в то время как трек s-процесса идет по полосе стабильности.

Узость пиков на картине распространенности нуклидов свидетельствует, по всей видимости, о том, что диапазон условий, при которых образовалась основная часть r-ядер, должен быть ограниченным.

Когда были выполнены расчеты по полной сетке ядерных реакций, стало ясно, что можно получить синтез ядер вдоль трека r-процесса и не вводя предположения об очень быстром захвате нейтронов. В частности, Блейк и Шрамм показали, что ядра, которые обычно относят к r-процессу, могут быть получены путем более общего процесса нейтронного захвата (n-процесса), при котором скорости захвата сравнимы со скоростями β -распада вдоль трека синтеза ядер. Чтобы не усложнять терминологию, предлагается называть одинаково r- и n-процессы. Эти результаты имеют большое значение в связи с поисками астрофизических условий для протекания r-процесса, поскольку они означают, что нет необходимости в очень большой концентрации нейтронов ($n_n \geq 10^{24} \text{ см}^{-3}$), характерной для классического r-процесса, и достаточно концентрации $n_n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Это расширило диапазон возможных условий, но все же с уклоном к катастрофическим событиям.

До сих пор, однако, не решен вопрос, при каком именно астрофизическом явлении происходит r-процесс. В качестве возможных кандидатов рассматривались области, непосредственно окружающие нейтронизованные ядра взрывающихся сверхновых, ударные волны в сверхновых, новые, гидродинамическая неустойчивость вращающегося замагниченного ядра звезды, столкновение нейтронных звезд с черными дырами, прохождение ударной волны по гелиевой и углеродным зонам в сверхновых. Единственный способ уменьшить число возможных объектов — это провести расчет нуклеосинтеза при различных значениях параметров, таких, как температура, плотность, доля нейтронов и химический состав. Однако нет уверенности, что поиски вслепую в многомерном пространстве параметров позволят выделить все области, в которых может идти r-процесс.

Типы r-процесса. Возможны по крайней мере три способа формирования трека ней-

троноизбыточного нуклеосинтеза:

1. Нейтроноизбыточное статистическое равновесие при очень больших концентрациях нейтронов.

Этот способ образования r -ядер маловероятен, поскольку в процессе выброса вещества из области с такой высокой концентрацией нейтронов полоса стабильности сместится обратно к своему нормальному положению и остаточный эффект от нейтроноизбыточного равновесия будет мал, как было показано Клейтоном.

2. Быстрое присоединение нейтронов до тех пор, пока не будет достигнуто равновесие $(n, \gamma) - (\gamma, n)$; дальнейшая утечка к большим Z путем β -распадов опять приводит к равновесию этих реакций (классический r -процесс).

3. Присоединение нейтронов до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не уравнивается скоростью β -распада (n -процесс).

Окончание r -процесса обусловлено делением ядер, поскольку в конце концов для ядер с большим массовым числом вызванное нейтронами деление будет происходить быстрее, чем β -распад. Кроме того, при возвращении ядер к полосе стабильности может идти спонтанное деление с большей скоростью, чем β -распад, не позволяя некоторым ядрам попасть на эту полосу. Вероятность деления была вычислена в модели жидкой капли с учетом поправок, связанных с оболочечной структурой. Таким образом, вероятности деления в r -процессе были вычислены с той же точностью, как и для сверхтяжелых элементов островка стабильности. Были сделаны следующие выводы:

1. Во всех моделях, в которых предполагается магическое число $N=184$, трек r -процесса доходит по крайней мере до этого N . Однако, чтобы β -распад, возвращающий ядра к полосе стабильности, привел в область острова стабильности с $N=184$, надо, чтобы путь r -процесса зашел за это N .

2. Насколько далеко зайдет r -процесс за $N=184$, сильно зависит от параметров капельной модели ядра. Распад назад к полосе стабильности чувствителен к устойчивости самого островка стабильности. Если на острове стабильности нет долгоживущих ($> 10^8$ лет) сверхтяжелых ядер, то спонтанное деление по пути распада назад к полосе стабильности, вероятно, будет препятствовать образованию сверхтяжелых элементов. Однако в противном случае некоторые образовавшиеся в r -процессе ядра могут попасть на островок стабильности.

Независимо от того, образуются или нет в r -процессе сверхтяжелые ядра, ясно, что если $N=184$ – магическое число, то трек r -процесса до него доходит. Дело в том, что это даст пик в распространенности значительно более легких элементов — осколков деления сверхтяжелых элементов. Шрамм и Фаулер обратили внимание на то, что суммарная концентрация всех ядер, находящихся в области нестабильности по спонтанному делению, примерно равна концентрации ядер r -процесса, образующих горб на кривой распространенности в районе редкоземельных элементов. Они пришли к выводу, что этот горб объясняется делением ядер из пика $N=184$, а не деформацией ядер, как считали Зигер и др.

11 r -процесс и обойденные изотопы

Нейтронный захват любого вида не способен объяснить, как образуются некоторые обогащенные протонами ядра. Тем не менее ряд таких ядер устойчив, и в природе они существуют, хотя и в значительно меньших количествах, чем другие изотопы тех же элементов. Такие устойчивые ядра получили название *обойденных*. К ним относятся:

^{74}Se , $^{78,80}\text{Kr}$, ^{84}Sr , $^{92,94}\text{Mo}$, $^{96,98}\text{Ru}$, ^{102}Pd , $^{106,108}\text{Cd}$, ^{113}In , $^{112,114,115}\text{Sn}$,
 ^{120}Te , $^{124,126}\text{Xe}$, $^{130,132}\text{Ba}$, ^{138}La , $^{136,138}\text{Ce}$, ^{144}Sm , ^{152}Gd , $^{156,158}\text{Dy}$,
 $^{162,164}\text{Er}$, ^{168}Yb , ^{174}Hf , ^{180}Ta , ^{180}W , ^{184}Os , ^{190}Pt , ^{196}Hg ,

итого 36 нуклидов, включая выделенные курсивом ядра La и Ta с очень большим (больше времени жизни Вселенной) временем жизни.

Почти все обойденные ядра имеют четное массовое число и четный номер; исключениями являются магическое (50 протонов) ядро ^{115}Sn и близкое к нему нечетно-нечетное ядро ^{113}In .

Анализ наблюдаемых распространенностей обойденных ядер показывает, что они не могли образоваться в равновесных процессах на медленной стадии развития звезд. По-видимому, только на последней, катастрофической стадии эволюции массивных звезд могут реализовываться условия, необходимые для формирования наблюдаемого обилия обойденных ядер.

Обойденные ядра — одни из самых редких во Вселенной. Их синтез в последнее время моделируется с помощью либо так называемого гр-процесса [4], то есть серии (p, γ) реакций с образованными в г- или s-процессе ядрами, либо путем γ -процесса [5], который создает насыщенные протонами ядра в реакциях фотодиссоциации, которые, как считается, происходят в сверхновых типа II. Этот γ -процесс требует температур порядка 2-3 млрд. К, начинается с зародышевых г-,s-ядер и длится в течение времени порядка секунды. Похоже, что этот процесс объясняет распространенности тяжелых обойденных ядер (с $A > 108$) довольно неплохо (см. [1] о недостатках γ -процесса), но всегда недопроизводит легкие обойденные ядра в 10-100 раз.

Некоторые из легких ядер (с $A \leq 108$), именно, $^{92,94}\text{Mo}$ и $^{96,98}\text{Ru}$, гораздо более распространены, чем их более легкие и более тяжелые двойники. Если они производятся в гр-процессе (см. [2]), то требуются высокие температуры (порядка 1 млрд. К) и большая плотность водорода ($\rho Y_p \sim 10^3 \div 10^4 \text{ г/см}^3$).

Аккрецирующие нейтронные звезды или белые карлики в двойных системах и объекты Торна-Житкова были предложены в качестве возможных мест для гр-процесса (см. [3]). В сценарии с нейтронной звездой богатый водородом материал перетекает от партнера (обычно красного гиганта) на нейтронную звезду и нагревается до достаточно высокой температуры в процессе аккреции. В объекте Торна-Житкова нейтронная звезда сливается с красным гигантом. Ожидается сильно конвективное облако с горячим водородом непосредственно вокруг НЗ. В недавней работе Хенчека и Бойда, предполагавшей пульсирующий гр-процесс, похоже, удалось получить значительные количества легких р-ядер, особенно важных и проблемных изотопов Mo и Ru.

В еще одной недавней работе [1] найдено, что в новом типе р-процесса в нейтринном ветре, за которым следует запаздывающий взрыв сверхновой типа II, могут производиться некоторые легкие р-ядра совместно с г-ядрами. Такой процесс мог бы происходить в дополнение к обычному γ -процессу, который объяснял бы распространенности тяжелых обойденных ядер. Однако, в этом процессе образуется мало ^{94}Mo и $^{96,98}\text{Ru}$.

Недавние вычисления показывают, что высокотемпературный гр-процесс может объяснить распространенности легких изотопов Mo и Ru, что уже давно было вызовом для моделей р-процесса. Важными компонентами вычислений, включающих нестабильные ядра вблизи и на линии насыщения протонами, являются скорости β -распадов и моды распада, то есть, происходит ли β -задержанный протонный распад. Особенно важны для таких вычислений изотопы ^{96}Ag , ^{98}Ag , ^{96}Cd и ^{98}Cd .

Обойденные ядра ^{138}La и ^{180}Ta в достаточных и даже избыточных для объяснения

солнечной распространенности могут синтезироваться в ν -процессе, см. следующий раздел и работы [6]. Нейтринный нуклеосинтез является перспективным для получения обойденных ядер в различных сценариях, эта область еще не исследована достаточно подробно из-за сложности определения сечений многочисленных реакций ядер с нейтрино.

Литература

- [1] *R. D. Hoffman, S. E. Woosley, G. M. Fuller, B. S. Meyer*, *ApJ* **460** (1996) 478.
- [2] *J. Audouze, J. Truran*, *ApJ* **202** (1975) 204;
R. Cannon, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263** (1993) 817;
L. van Wormer et al., *ApJ* **432** (1994) 326;
D. L. Lambert, *Astron. Astrophys. Rev.* **3** (1992) 201;
B. S. Meyer, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **32** (1994) 153.
- [3] *G. T. Biehle*, *ApJ* **380** (1991) 167.
- [4] *E. M. Burbidge et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **135** (1957) 694.
- [5] *S. E. Woosley, W. M. Howard*, *ApJ* **36** (1978) 285.
- [6] *Domogatsky G. V., Nadyozhin D. K.*, Neutrino-induced production of bypassed elements, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **178** (1977), 33;
Domogatsky G. V., Nadyozhin D. K., Neutrino production of bypassed isotopes and the possible role of neutrino in nucleosynthesis, *Sov. Astron.* **22** (1978), 297.

12 ν -процесс

Вероятно, самым сложным для детального численного описания процессом нуклеосинтеза является нейтринный нуклеосинтез. Прямое измерение многочисленных реакций взаимодействия нейтрино с ядрами при низких энергиях (несколько МэВ) весьма проблематично, поэтому приходится пользоваться различными теоретическими оценками.

Нейтрино низких энергий взаимодействует с веществом посредством нейтральных токов, а электронное нейтрино — также за счет заряженных токов. В любом случае, при рассеянии образуется возбужденное ядро, которое может распадаться по различным каналам. Обычно учитывают распады с испусканием нуклона или α -частицы. Образующиеся легкие ядра реагируют далее с другими обильными нуклидами, причем взаимодействие нейтронов важно даже при низких температурах. Было показано, что в определенных условиях (гелиевый слой, расположенный очень близко к ядру) источник нейтронов ${}^4\text{He}(\nu, \nu' n){}^3\text{He}$ дает ν -процесс. Однако, по результатам Вусли, Хартманна и др. [1], которые рассматривали нуклеосинтез в сверхновых, таким путем не получается полный набор солнечных распространенностей для всех ν -элементов. На примере звезды массой $20 M_{\odot}$ они нашли, что как минимум солнечная распространенность достигается в ν -процессе для следующих изотопов: ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{138}\text{La}$, ${}^{180}\text{Ta}$. Обойденные ядра ${}^{138}\text{La}$ и ${}^{180}\text{Ta}$ могут получаться даже в гораздо больших количествах, чем необходимо для объяснения наблюдаемых распространенностей. С другой стороны, эти авторы не нашли преобладающей роли нейтринных процессов в синтезе больших количеств ${}^{136}\text{Xe}$ (так называемая аномалия Xe-H в метеоритных алмазах). Приведем таблицу, в которой вкратце суммированы результаты их работы.

РОЛЬ НЕЙТРИННОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА
В СИНТЕЗЕ НЕКОТОРЫХ ЯДЕР В СВЕРХНОВОЙ МАССЫ $20 M_{\odot}$

Нуклид \ слой	H	He	C	Ne	O	NSE
${}^7\text{Li}$	B	A	C			
${}^{10}\text{B}$		C	B			
${}^{11}\text{B}$		B	A			
${}^{15}\text{N}$			C	C	C	
${}^{19}\text{F}$				A		
${}^{22}\text{Na}$				E		
${}^{26}\text{Al}$				E		
${}^{27}\text{Al}$					C	
${}^{31}\text{P}$					E	
${}^{35}\text{Cl}$				E	E	
${}^{39}\text{K}$					E	
${}^{40}\text{K}$				E	B	
${}^{41}\text{K}$					E	
${}^{43}\text{Ca}$				C	C	
${}^{45}\text{Sc}$					C	B
${}^{47}\text{Ti}$				C	C	C
${}^{49}\text{Ti}$						B
${}^{50}\text{V}$				E	B	B
${}^{51}\text{V}$				C	E	E
${}^{55}\text{Mn}$						E
${}^{59}\text{Co}$						E
${}^{63}\text{Cu}$						B
${}^{138}\text{La}$				A		
${}^{180}\text{Ta}$				A		

Пояснения к таблице: рассматривается нуклеосинтез при прохождении взрывной волны по всем слоям предсверхновой, символические имена слоев указаны вверху таблицы. Буквы означают:

A — наиболее вероятно, что изотоп производится так (воспроизведена солнечная распространенность);

B — вклад такого процесса в солнечную распространенность значителен;

C — образуются интересные количества нуклида, но недостаточные для объяснения солнечных;

E — нейтринный нуклеосинтез значительно увеличивает выход нуклида по сравнению с "обычным" подходом (без нейтринных реакций).

Заметим, помимо приведенной таблицы, значительную роль нейтринного нуклеосинтеза в сверхновых:

1) для нечетных ядер нескольких легких элементов [2], особенно ${}^{19}\text{F}$ (единственный стабильный изотоп фтора), источник которого ранее не был понятен; ν -процесс также способен объяснить изотопные отношения ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$;

2) для синтеза обойденных ядер от ${}^{74}\text{Se}$ до ${}^{196}\text{Hg}$ [3];

3) для тяжелых изотопов ксенона (см. [4]);

4) как источник нейтронов для γ -процесса, освобождающихся в реакциях скалывания гелия [5];

5) как источник гамма-излучения от распадов ^{22}Na и ^{26}Al [6].

Литература

- [1] *S. E. Woosley, D. H. Hartmann, R. D. Hoffman, W. C. Haxton*, *ApJ* **356** (1990) 272.
- [2] *Domogatsky G. V., Eramzhian R. A., Nadyozhin D. K.* Production of the light elements due to neutrinos emitted by collapsing stellar cores, *Astrophys. Space Sci.* **58** (1978) 273.
- [3] см. ссылку [6] в предыдущем разделе.
- [4] *Clayton D. D.*, *ApJ* **340** (1989) 613.
- [5] *Epstein R. I., Colgate S. A., Haxton W. C.*, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2038.
- [6] *Domogatsky G. V., Nadyozhin D. K.* *Sov. Astron. Lett.* **6** (1980) 127.

13 Взрывной нуклеосинтез в сверхновых

В настоящее время считается, что основным поставщиком элементов тяжелее кислорода являются взрывы сверхновых. При таких термоядерных взрывах происходит несколько из рассмотренных выше процессов нуклеосинтеза, а именно, s-, r-, ν -, и, вероятно, p-процессы, взрывное горение C, Ne, O, Si, нейтронизация в коллапсирующем ядре. Чрезвычайная сложность этого явления и громоздкость численных самосогласованных гидродинамических и кинетических расчетов вынуждает прибегать к различным моделям взрыва сверхновой. В частности, обычно взрыв приносится в звезду искусственно. По-видимому, наиболее типичным процессом нуклеосинтеза можно считать взрыв звезды массой $25 M_{\odot}$. К элементам, обильно поставляемым сверхновой, относятся подавляющее большинство нуклидов от ^{12}C до ^{60}Ni , за исключением ^{13}C , $^{14,15}\text{N}$ и ^{19}F .

Детали конечного выхода нуклеосинтеза в сверхновой чувствительны к исходному содержанию в звезде элементов тяжелее гелия — металличности Z . Структуру типичной предсверхновой в отношении изотопного состава можно найти во многих работах, и, в частности, в книге [1].

Пропуская обсуждение моделирования взрыва сверхновых, сразу переходим к взрывному нуклеосинтезу. Для определенности будем говорить о звезде массой $25 M_{\odot}$ с солнечной металличностью $Z \sim 0,02$ (население I, то есть звезды, сформировавшиеся из проэволюционировавшего вещества), и с очень малой металличностью. В результате прохождения ударной волны все вещество в модели I (население I) выбрасывается. В той части вещества, которая расположена при $M < 2,3 M_{\odot}$, развиваются температуры, достаточные для протекания взрывного нуклеосинтеза, который приводит к перераспределению химического состава вещества. Остальная же часть звезды выбрасывается, причем ее состав лишь немного отличается от состава предсверхновой.

В таблицах даны результаты расчета взрывного нуклеосинтеза с различными выборами параметров модели для звезды массой $25 M_{\odot}$ низкой и солнечной металличности, взятые из [2]. В этой работе в приложении А содержится также ряд аналогичных таблиц для других масс и металличностей.

Из этих результатов делаются следующие выводы. Удобным показателем эффективности нуклеосинтеза является коэффициент обогащения, то есть отношение конечного содержания к солнечной распространенности. Коэффициент обогащения для ^{16}O равен 14. Другими словами, если солнечное содержание типично для современной Галактики, то галактическое содержание ^{16}O было бы синтезировано в том случае, если бы 1/14 часть массы Галактики в какой-то момент попала в условия, подобные взрыву сверхновой массы $25 M_{\odot}$. Ядра ^{13}C , ^{14}N , вероятно, образуются в красных гигантах и выбрасываются не во взрывных условиях; ядро ^{15}N может быть продуктом горячего

CNO-цикла. Количество ^{19}F слишком мало, так что его источником, вероятно, являются другие процессы, например, ν -процесс, рассмотренный выше.

Табл. 6

Explosive nucleosynthesis of the $25 M_{\odot}$ $Z = 0$ model [2]

	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
$M(^{56}\text{Ni})$	0.001	0.005	0.010	0.050	0.100	0.150	0.200	0.413
M_{ejected}	22.37	22.43	22.48	22.59	22.64	22.70	22.75	23.01
M_{cut}	2.63	2.57	2.52	2.41	2.36	2.30	2.25	1.99
C	4.71(-01)	4.71(-01)	4.71(-01)	4.71(-01)	4.71(-01)	4.71(-01)	4.71(-01)	4.71(-01)
N	3.03(-03)	3.03(-03)	3.03(-03)	3.03(-03)	3.03(-03)	3.03(-03)	3.03(-03)	3.03(-03)
O	2.13(+00)	2.13(+00)	2.13(+00)	2.13(+00)	2.13(+00)	2.13(+00)	2.13(+00)	2.13(+00)
F	1.88(-10)	1.88(-10)	1.88(-10)	1.88(-10)	1.88(-10)	1.88(-10)	1.88(-10)	1.88(-10)
Ne	2.58(-01)	2.58(-01)	2.58(-01)	2.58(-01)	2.58(-01)	2.58(-01)	2.58(-01)	2.58(-01)
Na	2.60(-04)	2.60(-04)	2.60(-04)	2.60(-04)	2.60(-04)	2.60(-04)	2.60(-04)	2.60(-04)
Mg	1.09(-01)	1.09(-01)	1.09(-01)	1.09(-01)	1.09(-01)	1.09(-01)	1.09(-01)	1.09(-01)
Al	4.31(-04)	4.31(-04)	4.31(-04)	4.31(-04)	4.31(-04)	4.31(-04)	4.31(-04)	4.31(-04)
Si	1.39(-01)	1.70(-01)	1.94(-01)	2.24(-01)	2.24(-01)	2.24(-01)	2.24(-01)	2.24(-01)
P	7.78(-05)	7.83(-05)	7.88(-05)	8.05(-05)	8.06(-05)	8.06(-05)	8.07(-05)	8.09(-05)
S	7.34(-02)	9.33(-02)	1.08(-01)	1.32(-01)	1.32(-01)	1.32(-01)	1.32(-01)	1.32(-01)
Cl	5.04(-05)	5.05(-05)	5.05(-05)	5.06(-05)	5.07(-05)	5.11(-05)	5.17(-05)	6.63(-05)
Ar	1.26(-02)	1.63(-02)	1.90(-02)	2.44(-02)	2.47(-02)	2.47(-02)	2.47(-02)	2.48(-02)
K	2.18(-05)	2.18(-05)	2.18(-05)	2.19(-05)	2.19(-05)	2.19(-05)	2.19(-05)	2.21(-05)
Ca	1.07(-02)	1.41(-02)	1.64(-02)	2.24(-02)	2.30(-02)	2.30(-02)	2.30(-02)	2.32(-02)
Sc	1.42(-07)	1.46(-07)	1.48(-07)	1.55(-07)	1.74(-07)	3.53(-07)	6.53(-07)	1.50(-05)
Ti	1.25(-05)	3.73(-05)	6.52(-05)	1.92(-04)	2.22(-04)	2.48(-04)	2.78(-04)	4.59(-04)
V	3.40(-07)	9.05(-07)	1.51(-06)	3.00(-06)	3.21(-06)	3.21(-06)	3.21(-06)	3.21(-06)
Cr	6.77(-05)	3.50(-04)	7.14(-04)	2.91(-03)	3.72(-03)	3.75(-03)	3.80(-03)	4.05(-03)
Mn	1.76(-05)	4.55(-05)	7.46(-05)	1.64(-04)	1.87(-04)	1.87(-04)	1.87(-04)	1.87(-04)
Fe	1.24(-03)	5.37(-03)	1.05(-02)	5.08(-02)	1.01(-01)	1.52(-01)	2.02(-01)	4.18(-01)
Co	1.37(-07)	1.38(-07)	1.38(-07)	1.39(-07)	2.15(-05)	7.05(-05)	1.25(-04)	5.37(-04)
Ni	3.81(-05)	5.46(-05)	6.89(-05)	1.10(-04)	3.64(-04)	1.13(-03)	1.93(-03)	6.58(-03)
Cu	3.27(-13)	3.27(-13)	3.27(-13)	3.27(-13)	3.27(-13)	3.28(-13)	3.29(-13)	3.60(-13)
Zn	1.08(-12)	1.08(-12)	1.08(-12)	1.08(-12)	2.19(-10)	2.19(-09)	5.15(-09)	3.71(-08)

Основной проблемой в приведенных результатах является низкое по сравнению с солнечным содержание элементов от серы до титана. Поскольку это характерно для всех изотопов этого диапазона, то невозможно списать этот дефицит на неопределенности ядерных сечений или распространенностей элементов. Авторы предполагают, что дефицит может быть значительно меньше в сверхмассивных сверхновых ($M > 25M_{\odot}$). Поскольку точно неизвестно распределение звезд по массам в Галактике, то трудно вычислить интегральный вклад различных типов сверхновых разных масс.

Explosive nucleosynthesis of the $25 M_{\odot}$ $Z = 2 \cdot 10^{-2}$ model [2]

	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
M(^{56}Ni)	0.001	0.005	0.010	0.050	0.100	0.150	0.200	0.267
M_{ejected}	22.67	22.71	22.73	22.80	22.86	22.92	22.99	23.07
M_{cut}	2.33	2.29	2.27	2.20	2.14	2.08	2.01	1.93
C	3.87(-01)	3.87(-01)	3.87(-01)	3.87(-01)	3.87(-01)	3.87(-01)	3.87(-01)	3.87(-01)
N	9.38(-02)	9.38(-02)	9.38(-02)	9.38(-02)	9.38(-02)	9.38(-02)	9.38(-02)	9.38(-02)
O	2.29(+00)	2.29(+00)	2.29(+00)	2.29(+00)	2.29(+00)	2.29(+00)	2.29(+00)	2.29(+00)
F	7.43(-06)	7.43(-06)	7.43(-06)	7.43(-06)	7.43(-06)	7.43(-06)	7.43(-06)	7.43(-06)
Ne	4.13(-01)	4.13(-01)	4.13(-01)	4.13(-01)	4.13(-01)	4.13(-01)	4.13(-01)	4.13(-01)
Na	1.43(-02)	1.43(-02)	1.43(-02)	1.43(-02)	1.43(-02)	1.43(-02)	1.43(-02)	1.43(-02)
Mg	1.27(-01)	1.27(-01)	1.27(-01)	1.27(-01)	1.27(-01)	1.27(-01)	1.27(-01)	1.27(-01)
Al	1.25(-02)	1.25(-02)	1.25(-02)	1.25(-02)	1.25(-02)	1.25(-02)	1.25(-02)	1.25(-02)
Si	1.43(-01)	1.62(-01)	1.71(-01)	1.77(-01)	1.77(-01)	1.77(-01)	1.77(-01)	1.77(-01)
P	1.74(-03)	1.74(-03)	1.74(-03)	1.74(-03)	1.74(-03)	1.74(-03)	1.74(-03)	1.74(-03)
S	6.64(-02)	7.84(-02)	8.47(-02)	9.05(-02)	9.05(-02)	9.05(-02)	9.05(-02)	9.05(-02)
Cl	3.67(-04)	3.67(-04)	3.67(-04)	3.67(-04)	3.67(-04)	3.67(-04)	3.67(-04)	3.67(-04)
Ar	1.11(-02)	1.33(-02)	1.46(-02)	1.62(-02)	1.63(-02)	1.63(-02)	1.63(-02)	1.63(-02)
K	2.11(-04)	2.11(-04)	2.11(-04)	2.11(-04)	2.11(-04)	2.12(-04)	2.12(-04)	2.12(-04)
Ca	5.94(-03)	7.78(-03)	9.10(-03)	1.14(-02)	1.14(-02)	1.14(-02)	1.15(-02)	1.15(-02)
Sc	3.74(-06)	3.75(-06)	3.75(-06)	3.76(-06)	3.76(-06)	3.76(-06)	3.76(-06)	3.77(-06)
Ti	1.09(-04)	1.32(-04)	1.53(-04)	2.20(-04)	2.46(-04)	2.85(-04)	3.42(-04)	4.16(-04)
V	1.46(-05)	1.84(-05)	2.10(-05)	2.68(-05)	2.69(-05)	2.69(-05)	2.69(-05)	2.69(-05)
Cr	6.09(-04)	9.42(-04)	1.28(-03)	2.74(-03)	2.78(-03)	2.83(-03)	2.91(-03)	3.01(-03)
Mn	4.30(-04)	5.77(-04)	6.98(-04)	1.10(-03)	1.10(-03)	1.10(-03)	1.10(-03)	1.10(-03)
Fe	3.27(-02)	3.87(-02)	4.49(-02)	8.77(-02)	1.39(-01)	1.91(-01)	2.44(-01)	3.13(-01)
Co	3.90(-04)	3.90(-04)	3.91(-04)	4.16(-04)	6.86(-04)	1.04(-03)	1.60(-03)	2.57(-03)
Ni	3.33(-03)	3.46(-03)	3.55(-03)	4.18(-03)	6.57(-03)	8.98(-03)	1.11(-02)	1.35(-02)
Cu	3.63(-04)	3.63(-04)	3.63(-04)	3.63(-04)	3.63(-04)	3.63(-04)	3.63(-04)	3.63(-04)
Zn	8.01(-04)	8.01(-04)	8.01(-04)	8.01(-04)	8.01(-04)	8.01(-04)	8.01(-04)	8.01(-04)

Литература

[1] Essays in Nuclear Astrophysics, editors Barnes C. A., Clayton D. D., Schramm D. N., Cambridge Univ. Press; имеется перевод: "Ядерная Астрофизика", Москва, Мир 1986.

[2] *Limongi M. Straniero O., Chieffi A.* Massive stars in the range 13-25 solar mass, astro-ph/0003401, to be submitted to the ApJ.

14 Нуклеосинтез в новых

В настоящее время общепризнано, что вспышки классических новых связаны с белыми карликами – компонентами двойных систем. Обнаружено, что их компоненты, в тех случаях, когда они доступны наблюдениям, являются звездами позднего спектрального класса, заполнившими свою полость Роша и теряющими через внутреннюю точку Лагранжа вещество, которое в конце концов достигает поверхности белого карлика. Скорость аккреции этого вещества на белые карлики $10^{-10} \div 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, вероятно, является типичной и согласуется с представлением о том, что светимости систем классических новых в минимуме блеска, $\sim L_{\odot}$, определяются аккрецией. Рост водородной

оболочки вокруг белого карлика продолжается до некоторого критического значения, которое сильно зависит как от массы, так и от собственной светимости белого карлика, после чего начинается термоядерная вспышка. Целью этого обзора не является рассмотрение механизма вспышек, поэтому сразу переходим к описанию синтеза нуклидов во время таких вспышек.

Мощное выделение энергии во вспышках, во многих новых превышающее эддингтоновский предел светимости, удалось понять только из рассмотрения реакций CNO-цикла при высоких температурах. На самой ранней стадии вспышки при низких температурах идут обычно реакции pp-цепочки, которые приводят к выделению энергии. По мере того, как температура растет, при

$$T \sim 4 \cdot 10^7 (\rho/10^4 [g/ccm])^{2/3} K$$

вырождение снимается. С этого момента начинается последняя и решающая стадия вспышки, характеризующаяся реакциями CNO-цикла. Особой интерес представляет разветвление первого CNO-цикла (см. также выше о CNO-циклах) за счет реакций $^{13}\text{N}(p, \gamma)$, $^{13}\text{N}(\beta^+)$.

После того, как температура в области ядерной вспышки превысит $\sim 8 \cdot 10^7 K$, скорость выделения энергии ограничивается более медленными и нечувствительными к температуре слабыми взаимодействиями: это позитронный распад $^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}(\tau_{1/2} = 176 \text{ сек})$. После снятия вырождения быстрое расширение в динамической шкале, которое обычно меньше или сравнимо с характерным ядерным временем 176 сек ≈ 3 мин, погасит ядерную вспышку. Решающее значение имеет затем энергия, выделяющаяся во время этого динамического процесса.

Вывод здесь прост. Энергия, которая выделяется за время, недостаточное, чтобы значительное число ядер подверглось β -распаду, обусловлена захватом одного или двух протонов каждым имеющимся ядром C, N и O. Эта энергия

$$E_{nuc}/\rho \sim 2 \cdot 10^{15} (n_{CNO}/n_{CNO}(\odot)) \text{ эрг/г,}$$

где n_{CNO} — доля по числу атомов ядер C, N, O в веществе оболочки.

Если химсостав оболочки нормальный (солнечный), то энергия, выделившаяся в динамической шкале времени, видимо, во много раз меньше энергии связи оболочки. Загорание происходит, но мощность ядерной вспышки существенно ограничена. По мере того как оболочка медленно расширяется, происходит относительно медленное возрастание блеска к визуальному максимуму и выброс вещества с относительно низкой скоростью. Белый карлик массой $1,25 M_{\odot}$ с солнечным химсоставом аккрецирующего вещества является хорошей моделью для вспышки медленной новоподобной и хорошо объясняет вспышку новой HR Del 1967.

Для усиления термоядерной вспышки, очевидно, необходимо увеличить долю C, N, O в оболочке. Расчеты, выполненные для высоких концентраций этих элементов в оболочке [1], обычно дают кривые блеска, характеризующиеся быстрым развитием на ранних стадиях, свойственным для быстрых новых. В частности, расчеты, выполненные Кенион и Труран в предположении, что в оболочке белого карлика массой $1,25 M_{\odot}$ примерно 0,3 массы оболочки составляют ядра C, N, O, дали кривую блеска, соответствующую кривой блеска V1500 Cyg 1975. Напротив, ни один из модельных расчетов с солнечным химсоставом аккрецировавшей оболочки, не воспроизводит вспышку быстрой новой.

Справедливость такого допущения была подтверждена исследованиями наблюдаемых спектров новых. В таблице 6 дана сводка лучших на 1982 г. определений химсостава новых.

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ОБОЛОЧЕК, СБРОШЕННЫХ ПРИ ВСПЫШКАХ НОВЫХ

Объект	Содержание элемента в массовых долях						
	H	He	C	N	O	Ne	Z
Солнце	0,768	0,214	0,0034	0,0013	0,0083	0,0015	0,018
RR Pic	0,53	0,43		0,022	0,0058	0,011	0,039
HR Del	0,45	0,48		0,027	0,047	0,003	0,077
T Aur	0,47	0,40		0,079	0,051		0,13
V1500 Cyg	0,55	0,15	0,064	0,095	0,12	0,022	0,30
DQ Her	0,34	0,095	0,045	0,23	0,29		0,56

Звезды в этой таблице расположены в порядке увеличения металличности Z и одновременно в порядке увеличения их скорости вспышки. Таким образом, существует совершенно четкая корреляция между классом скорости новой и содержанием C , N , O , что кажется совершенно понятным с точки зрения наших представлений о CNO-цикле.

Предсказания, касающиеся вклада классических новых в обогащение вещества Галактики тяжелыми элементами, нужно рассматривать с осторожностью, так как наши знания о природе их прародителей и долговременной эволюции отдельных систем содержат большие неопределенности. Особенно отметим следующее:

1) неизвестна частота вспышек новых как функция времени на протяжении жизни Галактики;

2) неизвестен диапазон масс белых карликов-компонентов двойных систем новых, а следовательно, и средняя масса, которая может быть выброшена за одну вспышку;

3) неизвестно, чем обусловлено высокое содержание в оболочках новых C , N , O , поэтому нельзя предсказать возможное в связи с этим увеличение содержания других элементов (например, неона). К тому же содержание элементов в оболочке оказывается чувствительным к температуре, достигаемой во время вспышки; это обстоятельство, а также конвективное состояние вещества перед вспышкой подчеркивают эти неопределенности.

Однако можно попытаться грубо оценить вклад новых в межзвездные содержания элементов, на основании следующих допущений:

1) современная частота вспышек новых составляет ~ 25 /год;

2) эта частота принимается постоянной на протяжении всего существования Галактики;

3) средняя масса вещества, выброшенного за одну вспышку, $\sim 10^{-4} M_{\odot}$.

Это дает

$$M \sim 2,5 \cdot 10^7 M_{\odot}.$$

Отметим, что эта величина составляет всего лишь 1/400 часть массы межзвездного газа ($\sim 10^{10} M_{\odot}$) в нашей Галактике. В выбросах новых содержание тяжелых элементов в ~ 400 раз превышает содержание их на Солнце. Это, видимо, исключает возможность того, что новые ответственны за образование преобладающих изотопов C , N , O . Однако они могут вносить важный вклад в содержание редких изотопов: ^{13}C и особенно ^{15}N и ^{17}O . Ожидается также высокая концентрация 7Li , но избыток здесь сильно зависит от модели.

Некоторый интерес представляет также возможность того, что новые являются поставщиками ^{22}Ne . При температурах, достигаемых в слоях горения водорода в новых,

реакции захвата протонов протекают достаточно быстро для того, чтобы весь первоначальный ^{20}Ne превратился в ^{22}Na , который в дальнейшем распадается в ^{22}Ne . Если первоначальное содержание неона сравнимо с солнечным, то после вспышки оно увеличится в 8 раз. Хотя это и кажется недостаточным, чтобы объяснить его содержание в Галактике, этот неон должен представлять собой чистый ^{22}Ne , что может объяснить аномалию Ne-E в метеорите Оргей. Интересно также отметить, что присутствие такого количества ^{22}Na в выбросе новой создает источник γ -излучения [2], который может быть обнаружен современными средствами.

Проведено также сравнение условий в оболочках новых после окончания термоядерной вспышки с условиями, необходимыми для синтеза ^{26}Al [3]. Если новые представляют источник Ne-E, то в метеоритном веществе должен присутствовать аналогичный избыток ^{26}Mg , который получается из распада ^{26}Al .

Литература

- [1] *Starrfield S., Truran J. W., Sparks W. M.* ApJ **226** (1978) 186.
- [2] *Clayton D. D., Hoyle F.* ApJ Lett. **187** (1974) L101;
Leventhal M., McCallum C., Watts A. ApJ **216** (1977) 491;
Truran J. W., Starrfield S., Sparks W. M. In Gamma Ray Spectr. in Astrophys., eds. Cline T. L. et al., Greenbelt, NASA-79619, 1978.
- [3] *Arnould M., Nørgaard H., Thielemann F. K., Hillebrandt W.* ApJ **237** (1980) 931.

s15a6 final decay production factors of ejecta relative to solar

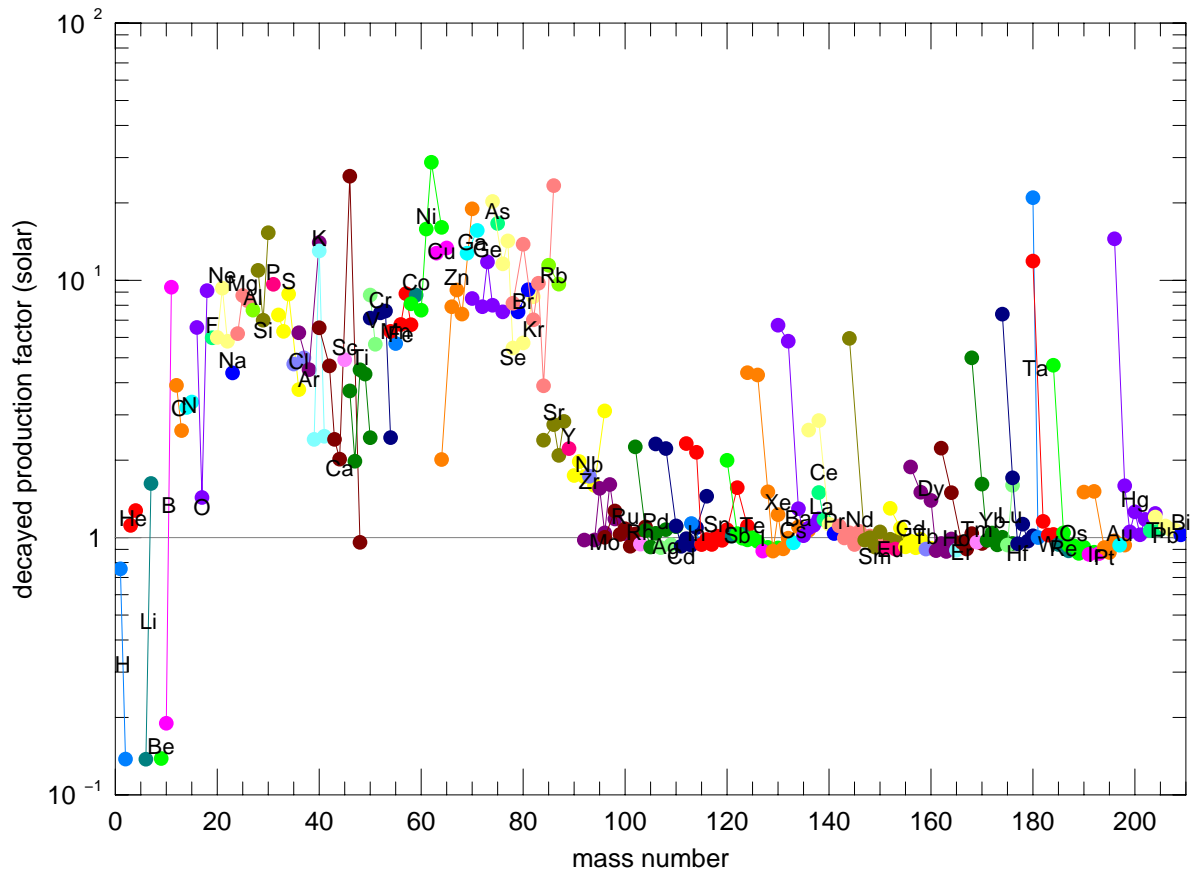


Рисунок 7: Производство изотопов в выбросе звезды $M = 15M_{\odot}$ по отношению к солнечным распространенностям (взято из *Rauscher, Hoffman, Heger, Woosley, nucl-th/0008065*).

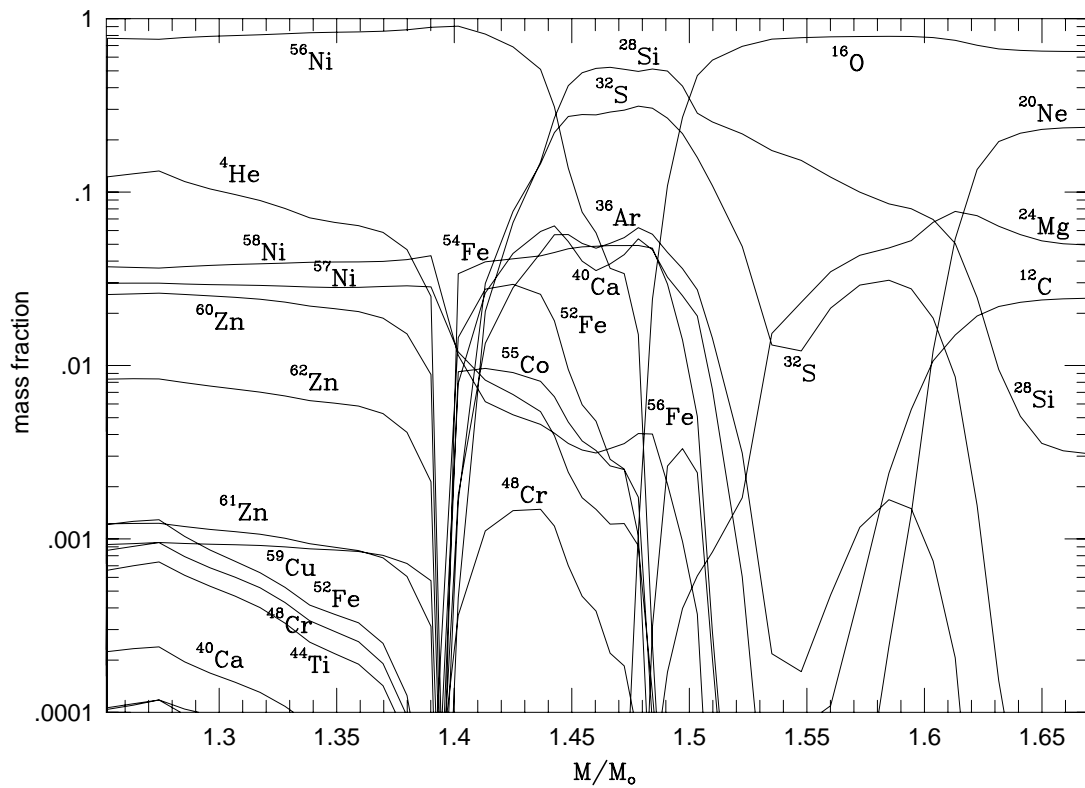


Рисунок 8: Изотопный состав выброшенной оболочки сверхновой начальной массы $13M_{\odot}$ (с гелиевым ядром $3,3M_{\odot}$). Показаны только доминирующие распространенности промежуточных по массе ядер, ядра группы железа показаны полностью.

Взято из *Thielemann, Rauscher et al., astro-ph/9802077*.

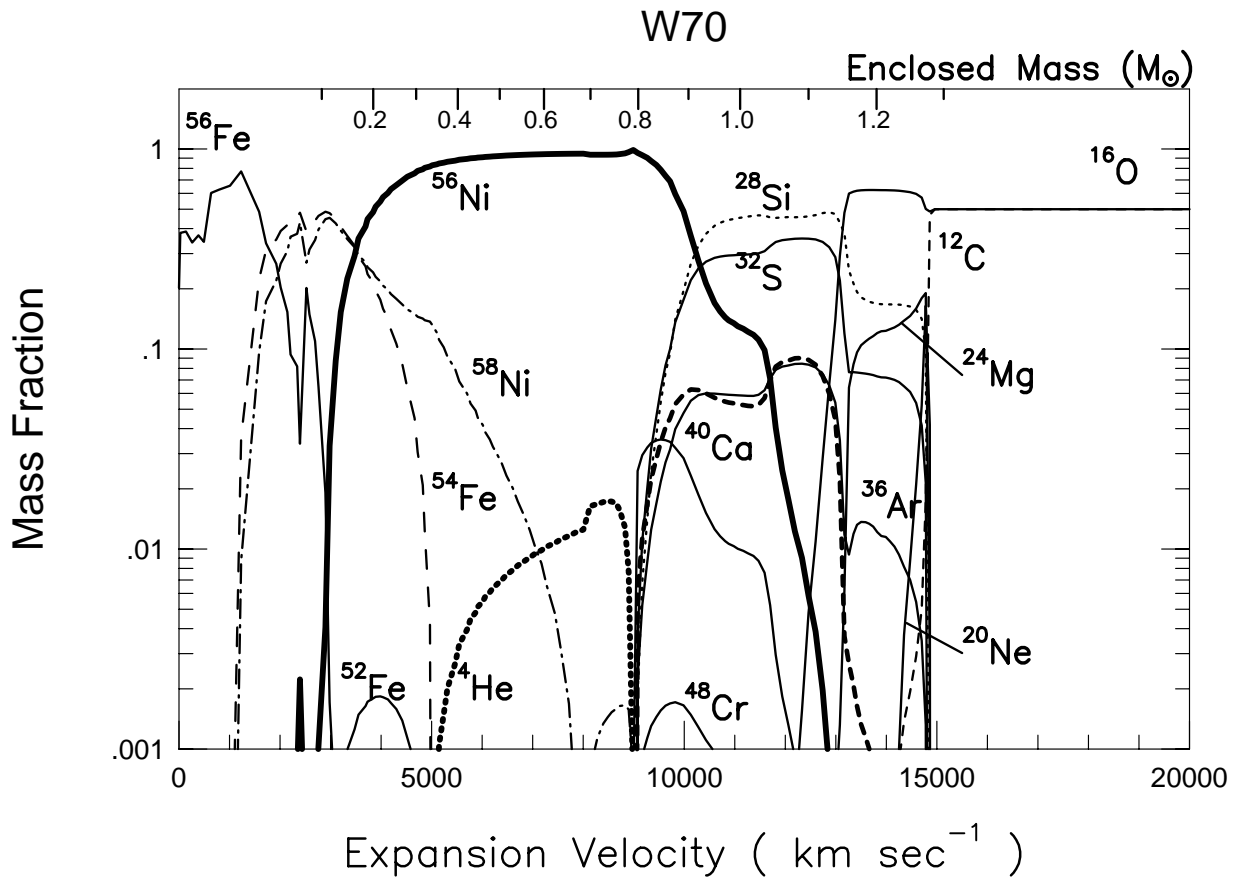


Рисунок 9: Изотопный состав типичной сверхновой во время расширения, указаны также скорости расширения слоев звезды.

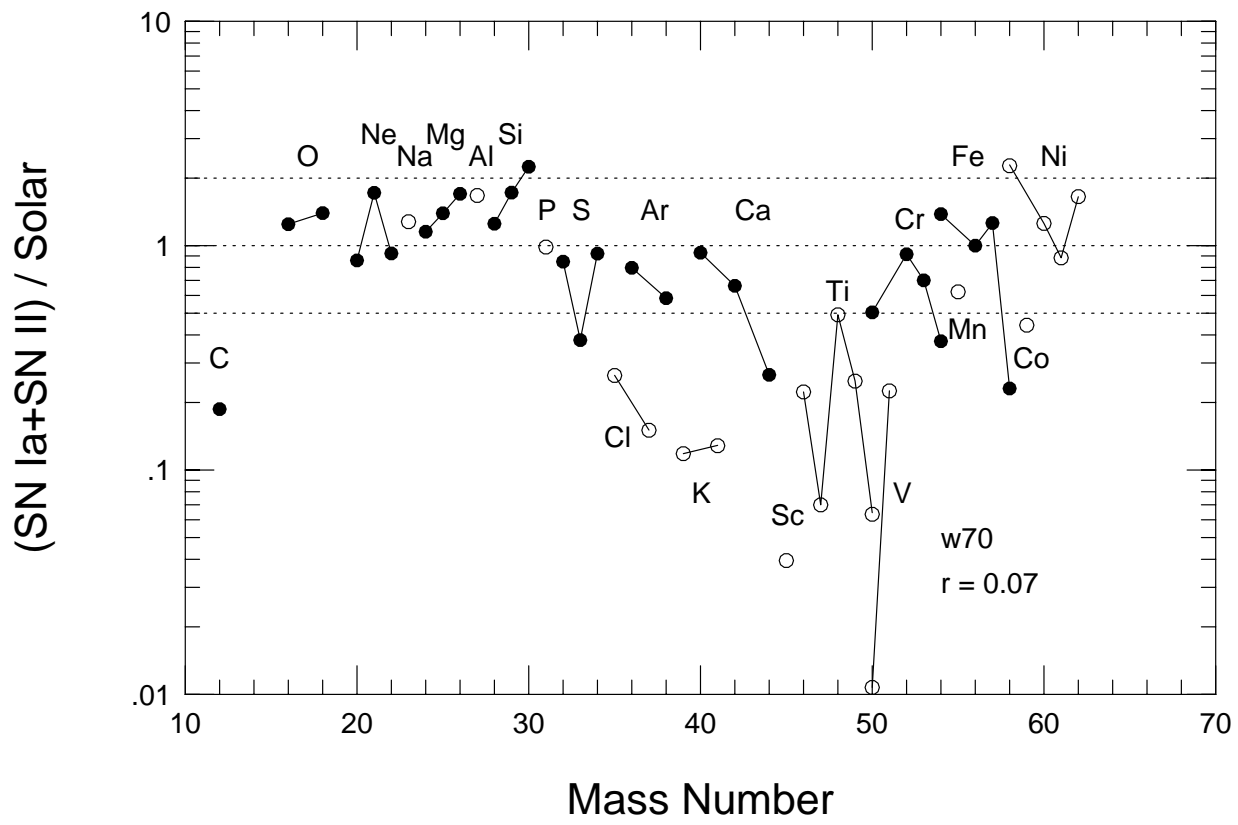


Рисунок 10: Распространенности нуклидов по отношению к солнечным за счет нуклеосинтеза во всех типах сверхновых.

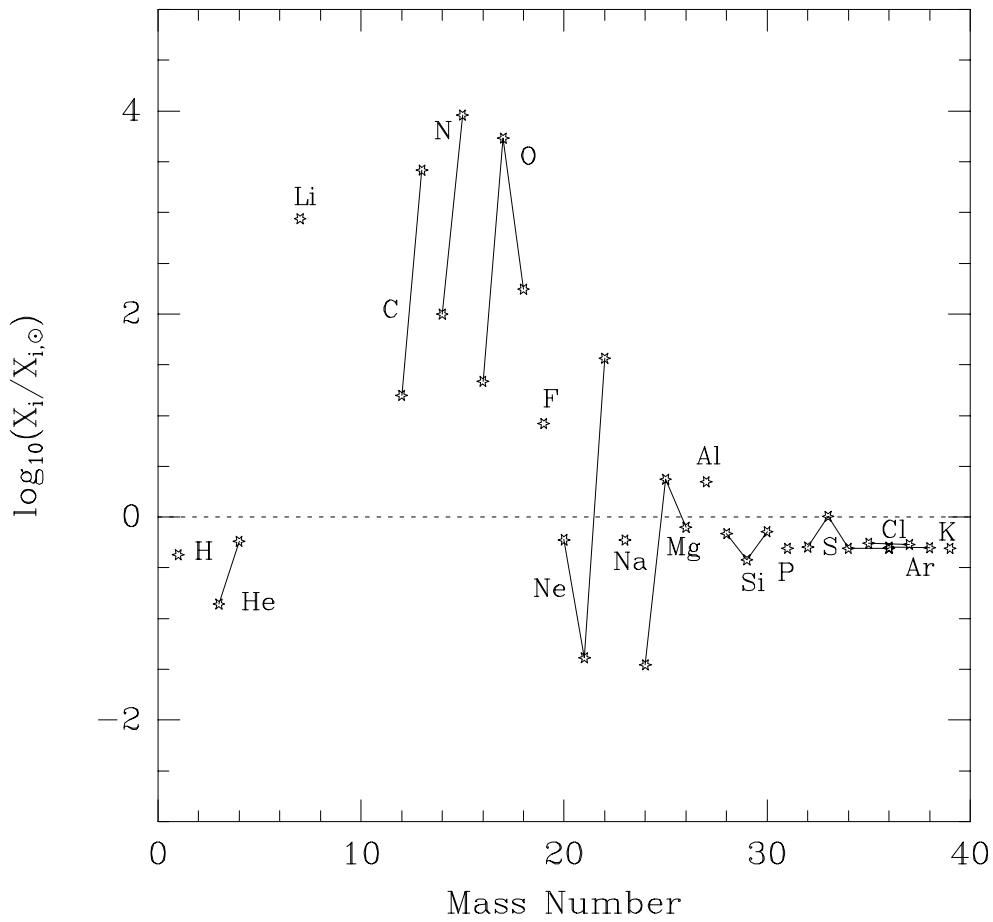


Рисунок 11: Нуклеосинтез в новой звезде - СО-белом карлике массой $1,15M_{\odot}$, модель СО5, взято из *Jordi José, M. Hernanz, astro-ph/9709153*.

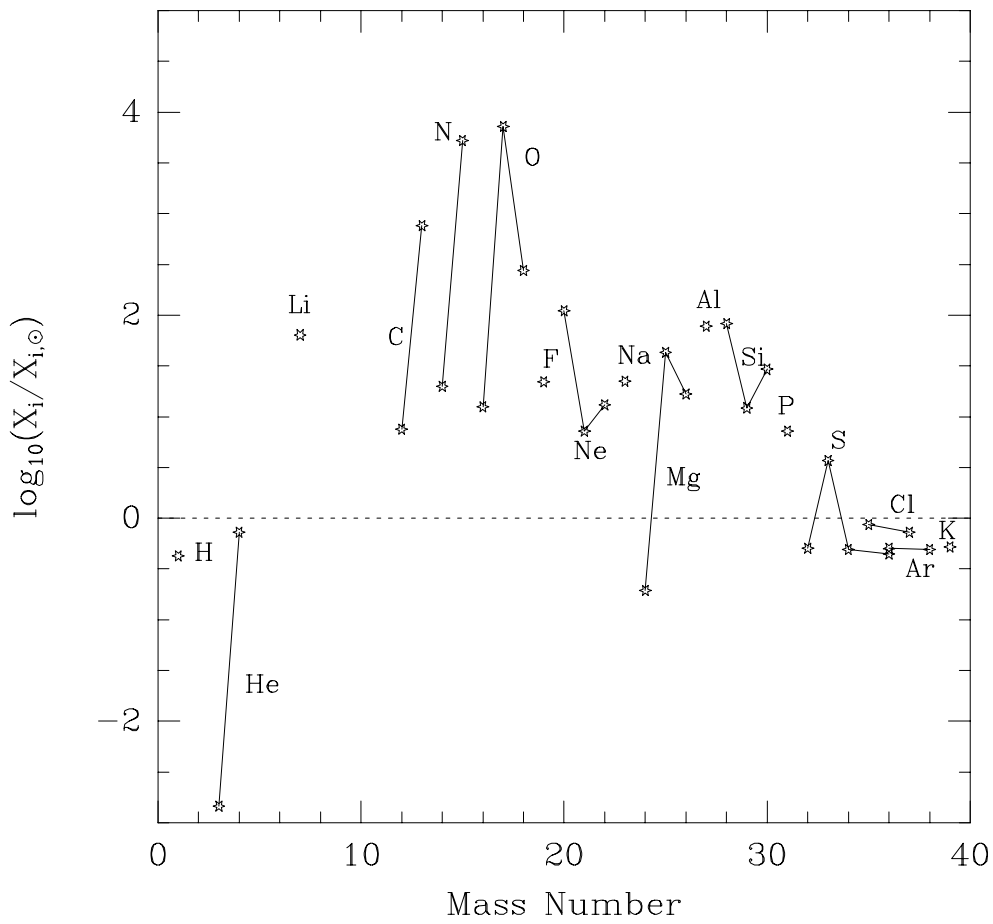


Рисунок 12: Нуклеосинтез в новой звезде - ONe-белом карлике массой $1,15M_{\odot}$, модель ONe3, взято там же.