

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

§ 1. Источники энергии и эволюция звезд

1. В астрофизике утверждается, что в природе имеются объекты, эволюция которых обусловлена макроскопическими ядерными процессами. Такими объектами являются звезды. Принципиальная трудность изучения внутренней структуры звезд состоит в том, что процессы, происходящие внутри звезд, недоступны наблюдению. Поэтому излагаемые в этом (и в следующем) параграфе представления о механизме эволюции звезд связаны с данными астрономических наблюдений не прямо, а через довольно длинную цепь теоретических гипотез и расчетов. Несмотря на отмеченную принципиальную трудность, теоретики-астрофизики сумели получить последовательное и детальное описание структуры звезд и их эволюции. Эти теоретические представления не только вполне согласуются с соизмеримостью данных, накопленных в результате многочисленных и разных наблюдений, но и позволили сделать целый ряд нетривиальных оправдавшихся предсказаний. Поэтому, несмотря на отсутствие прямых наблюдений, можно утверждать, что приводимые в этом и в следующем параграфах сведения (по крайней мере в основном) соответствуют реальным процессам в звездах.

2. Рассмотрение звезд мы начнем с того, что приведем параметры ближайшей к нам и наиболее изученной звезды — Солнца (табл. 12.1).

Т а б л и ц а 12.1. Основные наблюдаемые параметры Солнца

Масса M_{\odot}		$2 \cdot 10^{33}$ г	
Радиус R_{\odot}		$7 \cdot 10^{10}$ см	
Средняя плотность		$1,4$ г/см ³	
Температура поверхности		6000 К	
Излучаемая энергия (светимость) L_{\odot}		$4 \cdot 10^{33}$ эрг/с	
Химический состав	{	водород	$\approx 74\%$,
		гелий	$\approx 23,5\%$,
		углерод, азот,	$\approx 3\%$
		кислород, неон и т. д.	
Возраст		$\approx 5 \cdot 10^9$ лет	

По своим физическим параметрам Солнце в мире звезд является типичной средней звездой. Имеются, в частности, звезды со светимостями и массами намного большими, чем у Солнца.

Важными характеристиками звезд являются поверхностная температура T и светимость L . По светимостям и поверхностным температурам звезды разбиваются на четко определенные классы,

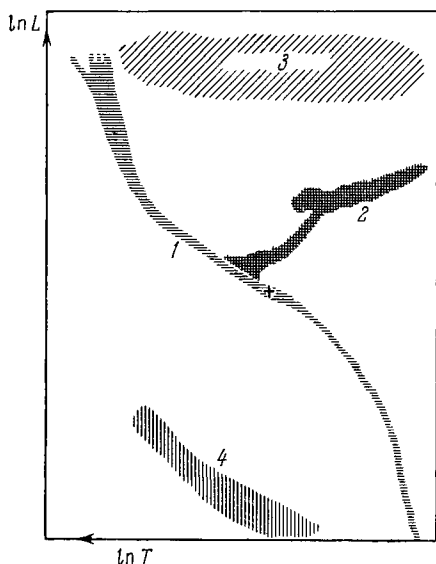


Рис. 12.1. Схематическое изображение диаграммы Герцшпрунга—Рассела.

L — светимость, T — температура поверхности; 1 — главная последовательность, 2 — последовательность красных гигантов, 3 — сверхгиганты, 4 — белые карлики. Крестиком отмечено положение Солнца.

низкой поверхностной температуре обладают большими светимостями и, следовательно, большими размерами (отсюда название — красный гигант). Например, диаметр красного гиганта Бетельгейзе в созвездии Ориона в 450 раз больше диаметра Солнца. В левом нижнем углу расположена последовательность «белых карликов» — звезд с очень высокой поверхностной температурой и очень малой светимостью и, следовательно, очень малыми размерами. Например, диаметр белого карлика Вольф 457 в 300 раз меньше солнечного. Принадлежность звезд к классам красных гигантов или белых карликов определяется только их размерами. Массы же красных гигантов и белых карликов в большинстве случаев имеют порядок солнечной.

выявляемые диаграммой Герцшпрунга — Рассела. На этой диаграмме по вертикальной оси откладывается светимость звезды, по горизонтальной — ее поверхностная температура. На рис. 12.1 изображена схема типичной диаграммы Герцшпрунга — Рассела, построенная на основании спектроскопических данных о ближайших к Солнцу звездах.

Характерной чертой этой диаграммы является наличие полосы, идущей из левого верхнего угла в правый нижний. Эта полоса называется *главной последовательностью*; соответственно звезды, расположенные в пределах этой полосы, называются звездами главной последовательности. В частности, к таким звездам относится и Солнце. От главной последовательности вверх отходит последовательность «красных гигантов» — звезд, которые при относительно

Наконец, в верхней части диаграммы Герцшпрунга — Рассела рассеяны сверхгиганты — звезды, обладающие гигантской светимостью и большими массами. Например, сверхгигант Денеб в созвездии Лебеда обладает светимостью в 600 раз и массой приблизительно в 30 раз больше солнечной.

Плотно заселенные зоны диаграммы Герцшпрунга — Рассела — главная последовательность и последовательность красных гигантов и белых карликов — соответствуют наиболее длительным стадиям эволюции звезд. Действительно, при случайной выборке звезд вероятность занести на диаграмму Герцшпрунга — Рассела звезду, находящуюся в состоянии, переходном от одной длительной стадии к другой, является, очевидно, очень малой. Мы приходим к выводу о том, что в эволюции звезд следует различать во всяком случае три стадии: главная последовательность, красный гигант, белый карлик. Отождествление источников энергии звезд с экзотермическими ядерными реакциями и теоретическая разработка звездных моделей позволили решить нетривиальный вопрос о направлении звездной эволюции. Оказалось, что средняя звезда начинает свой видимый жизненный путь как звезда главной последовательности, проходит стадию красного гиганта и завершает жизнь белым карликом.

3. Этим трем основным стадиям должна предшествовать труднонаблюдаемая *) стадия образования звезд. Считается, что звезды рождаются группами в протяженных газово-пылевых облаках вследствие гравитационной неустойчивости однородного распределения материи: места случайного увеличения плотности облака становятся (из-за нарушения гравитационного равновесия) центрами, к которым вещество стекается, — центрами *гравитационной конденсации вещества*. Они и являются зародышами будущих звезд. Стадия образования звезды — стадия гравитационного сжатия — является сложным и пока еще не до конца понятным периодом ее эволюции. Мы остановимся здесь только на конечных результатах процесса гравитационного сжатия. В процессе сжатия температура звезды, точнее протозвезды, должна постепенно увеличиваться. Количественную оценку степени разогревания звезды можно получить из теоремы вириала. Согласно этой теореме у звезды, находящейся в механическом равновесии, средние по времени энергия $E_{\text{тепл}}$ теплового движения и гравитационная энергия \bar{V}_g связаны соотношением

$$2E_{\text{тепл}} + \bar{V}_g = 0. \quad (12.1)$$

В качестве примера оценим, насколько должно было разогреться Солнце в процессе гравитационного сжатия до его современных раз-

*) Эта стадия труднонаблюдаема из-за поглощения света в окружающем рождающуюся звезду газово-пылевом облаке, образующем так называемый кокон.

меров. Будем считать для простоты, что Солнце состоит из протонов и электронов, а его плотность и температура постоянны по объему. Тогда энергия теплового движения Солнца

$$E_{\text{тепл}} = 3N \cdot kT = 3 \frac{M_{\odot}}{M_p} kT, \quad (12.2)$$

где N — число протонов в Солнце, M_p — масса протона, а гравитационная энергия

$$V_g \approx \kappa \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}}. \quad (12.3)$$

Из (12.1) получаем связь температуры с массой Солнца:

$$\frac{M_{\odot}}{M_p} kT = \kappa \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}}$$

или

$$3kT = \kappa \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}} M_p \approx 600 \text{ эВ}, \quad (12.4)$$

где κ — гравитационная постоянная, равная $6,685 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{с}^2)$.

Таким образом, в процессе гравитационного сжатия Солнце в среднем разогрелось до $\approx 600 \cdot 10^4 = 6 \cdot 10^6 \text{ К}$. Реальная температура вещества Солнца, конечно, не постоянна по объему: в центре она намного выше ($\approx 10^7 \text{ К}$), а на поверхности намного ниже ($\approx 10^4 \text{ К}$), чем найденная нами средняя температура.

Соотношение (12.1) между энергией теплового движения и гравитационной энергией означает, что теплоемкость звезды в целом является отрицательной: потери энергии на излучение не охлаждают звезду, а, наоборот, разогревают. Действительно, согласно (12.1) полная энергия E звезды

$$E = E_{\text{тепл}} + \bar{V}_g = -E_{\text{тепл}}. \quad (12.5)$$

Поэтому уменьшение полной энергии увеличивает ее температуру.

Подчеркнем также, что, как видно из (12.1) и (12.5), необходимым условием гравитационного сжатия звезды является излучение ею энергии.

4. Процесс гравитационного уплотнения и разогревания звезды приводит к тому, что в ее недрах начинают протекать ядерные реакции. Как только выделение энергии в ядерных реакциях станет достаточным для того, чтобы компенсировать потери энергии на излучение, гравитационное сжатие звезды прекращается.

Теоретические расчеты показывают, что в этот момент времени звезда по своим параметрам — поверхностной температуре T и светимости L — «выходит» на главную последовательность диаграммы Герцшпрунга — Рассела. Численные значения L и T опре-

деляются массой M звезды. В частности, оказывается, что приблизительно

$$L \sim M^3. \quad (12.6)$$

Рассмотрим теперь общие особенности ядерных реакций в звездах.

По современным спектроскопическим данным массовый состав вещества Вселенной таков: около 70% водорода, 30% гелия и 1% более тяжелых элементов (углерода, кислорода и т. д.). Отсюда следует, что ядерные реакции в звездах должны быть термоядерными реакциями синтеза более тяжелых элементов из водорода. Из кривой зависимости удельной энергии связи ядра от массового числа (см. рис. 2.5) видно, что выделение ядерной энергии прекратится, когда все ядра водорода превратятся в ядра группы железа. Следовательно, полный запас ядерной энергии звезды составляет

$$E_{\text{ядерн}} \approx 0,008 M c^2, \quad (12.7)$$

где M — масса звезды и коэффициент 0,008 представляет собой дефект массы вещества, возникающий при преобразовании протонов в ядра железа. Например, начальный запас ядерной энергии «протонного» Солнца равняется

$$E_{\text{ядерн}}^{\odot} = 0,008 M_{\odot} c^2 \approx 1,5 \cdot 10^{52} \text{ эрг}. \quad (12.8)$$

За счет этой энергии Солнце может светить с постоянной интенсивностью $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с в течение времени

$$\frac{1,5 \cdot 10^{52}}{L_{\odot}} = 0,4 \cdot 10^{19} \text{ с} = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ лет}. \quad (12.9)$$

Темп высвобождения ядерной энергии оказывается исключительно низким. Например, на Солнце, как легко рассчитать, выход энергии на 1 г вещества составляет всего лишь

$$\epsilon = 2 \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с}), \quad (12.10)$$

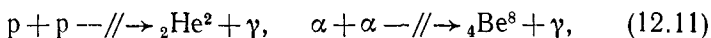
что намного меньше выделения энергии в человеческом организме на 1 г массы. В связи с этим процесс протекания термоядерных реакций в звездах более похож не на горение, а на холодное тление. Примером последнего процесса может служить образование каменного угля.

Как отмечено в гл. XI, § 4, проблемы теплоизоляции и удержания плазмы вместе с проблемой получения сверхвысоких по земным масштабам температур являются главными трудностями на пути создания термоядерных установок. Как возникают в звездах высокие температуры, мы уже видели. Космические размеры и массы звезд дают решение проблемы теплоизоляции и удержания плазмы. Действительно, холодные периферические области звезды непосредственно не соприкасаются с горячим веществом недр:

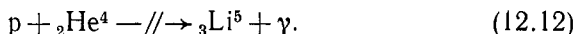
между недрами и поверхностью находится огромный слой вещества, теплопроводность которого исключительно низка. О степени теплоизоляции этим слоем можно судить по тому, например, что «тепловой взрыв» в центре Солнца проявится на его поверхности через несколько миллионов лет. К сожалению, на Земле нельзя осуществить такую простую и эффективную теплоизоляцию. Наконец, удержание высокотемпературной плазмы в недрах звезд осуществляется огромным гравитационным давлением внешних слоев.

В заключение отметим, что, как видно из формулы (12.4), при заданных размерах температура, до которой разогревается звезда, пропорциональна массе. Именно поэтому не возникло достаточно высоких температур в недрах Земли и других планет Солнечной системы вплоть до Юпитера. Теоретические оценки показывают, что звезды с массой $M < 0,1 M_{\odot}$ вообще не разогреваются до температур, при которых начинают протекать ядерные реакции.

5. Вопрос о механизме высвобождения ядерной энергии в водородно-гелиевой среде является не совсем тривиальным. Дело в том, что обычные ядерные реакции, которые мы анализировали в гл. IV, в такой среде непосредственно происходить не могут. Действительно, при столкновении двух протонов или двух α -частиц образования новых ядер не происходит:



так как изотопы гелия He^2 и бериллия Be^8 не существуют. Аналогичным образом из-за отсутствия изотопа лития Li^5 не может протекать реакция присоединения протона к α -частице:



Реакцией, после которой в водородно-гелиевой среде начинаются обычные ядерные превращения, является экзотическая в земных условиях реакция

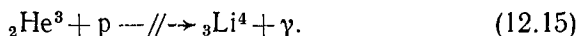


Эта реакция протекает с участием слабого взаимодействия (см. гл. VII, § 8), так что ее сечение должно быть очень малым. Теоретические оценки показывают, например, что при относительной энергии сталкивающихся протонов в 1 МэВ сечение этой реакции равняется приблизительно 10^{-23} барн. При меньших энергиях протонов сечение должно быть еще меньше (см. гл. IV, § 3). Неудивительно поэтому, что реакция (12.13) в земных условиях не наблюдалась.

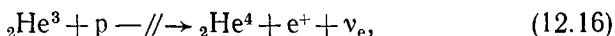
После образования дейтронов скорость ядерных превращений резко возрастает. Образовавшийся дейтрон вступает в реакцию



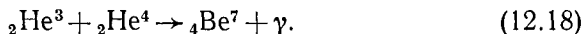
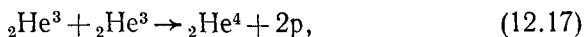
в результате которой образуется изотоп гелия ${}^3_2\text{He}$. Ядро ${}^3_2\text{He}$ не может исчезнуть, просто присоединив протон, так как изотоп лития ${}^4_3\text{Li}$ не существует:



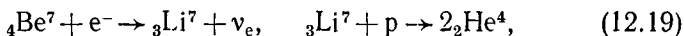
Ядро ${}^3_2\text{He}$ практически не может также присоединить протон и превратиться при этом в изотоп гелия:



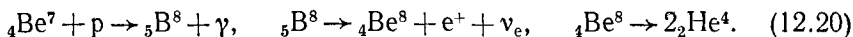
так как эта реакция вновь протекает с участием слабого взаимодействия и, следовательно, маловероятна. Поэтому сгореть ядро ${}^3_2\text{He}$ может только при столкновении с ядрами изотопов гелия ${}^3_2\text{He}$ и ${}^4_2\text{He}$:



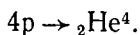
Если ядро ${}^3_2\text{He}$ сгорает в реакции (12.17), то цепочка ядерных реакций завершается: вместо исходных четырех протонов получилось ядро изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$. Если же ядро ${}^3_2\text{He}$ вступает в реакцию (12.18), то цепочка реакций завершается следующим образом: либо



либо



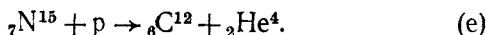
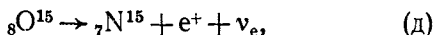
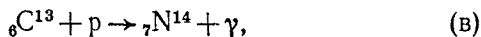
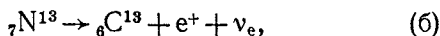
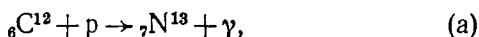
Цепь ядерных превращений (12.12)—(12.20) носит название *водородной цепочки* или, что то же, *водородного цикла*. Итогом этих реакций является превращение четырех протонов в ядро изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$:



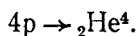
В процессе этого превращения выделяется 26,7 МэВ энергии, от 2 до 19% которой (в зависимости от типа завершающих водородный цикл реакций) уносится нейтрино.

6. Помимо водородной цепочки, водород может сгорать в ядерных реакциях, протекающих с участием более тяжелых элементов — углерода, кислорода и т. д. Очевидно, однако, что существенную роль такие ядерные превращения могут сыграть только в том случае, если тяжелые элементы воссоздаются в ядерных реакциях, т. е. являются своеобразными катализаторами. Важнейшая из таких цепочек ядерных превращений протекает с участием ядра изотопа углерода ${}^{12}_6\text{C}$ и называется *углеродным циклом* (Г. Бете, 1939).

Углеродный цикл состоит из следующих реакций *):



Итогом углеродного цикла **), так же как и водородного, является превращение четырех протонов в α -частицу:



Это превращение сопровождается выделением 26,8 МэВ энергии, из которых около 1,7 МэВ уносится нейтрино.

На рис. 12.2 приведены скорости выделения энергии в водородном и углеродном циклах в зависимости от температуры в условиях недр Солнца. Как видно из этого рисунка, скорость выделения энергии в углеродном цикле с ростом температуры растет значительно сильнее (как T^{24}), чем скорость выделения энергии в водородном цикле (как T^4). Это связано в конечном счете с тем, что сечение фундаментальной для водородного цикла реакции (12.13) ограничено сверху аномально малой величиной 10^{-23} барн. Поэтому уже при темпе-

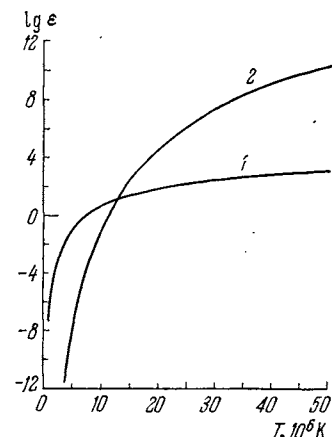
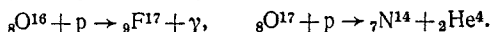


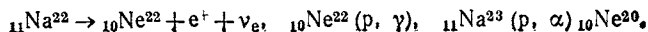
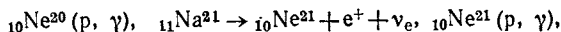
Рис. 12.2. Зависимость от температуры скоростей выделения энергии ϵ (эрг/(г·с)) в водородном (кривая 1) и углеродном (кривая 2) циклах.

ратурах вещества 10^7 К скорость выделения энергии в водородном цикле достигает насыщения. Напротив, сечения реакций углеродного цикла ограничены сверху типично ядерными сечениями ($\approx 10^{-2}$ барн), уменьшенными на порядок величины константы $\alpha = 1/137$ электромагнитного взаимодействия, т. е. сечениями по-

*) С небольшой вероятностью цепочка реакций идет дальше:



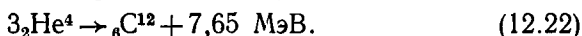
**) Кроме углеродного цикла может протекать неоновый цикл:



рядка 10^{-4} барн. Поэтому область насыщения на кривой скорости выделения энергии в углеродном цикле расположена при намного более высоких температурах. Как видно из рис. 12.2, скорости выделения энергии в водородном и углеродном циклах на Солнце сравниваются при температуре $\approx 13 \cdot 10^6$ К.

7. После выгорания водорода в центральных областях звезда становится резко неоднородной. Она будет состоять из гелиевого ядра, в котором не протекают ядерные реакции, и богатой водородом оболочки. Перемещение ядерных реакций к внешним слоям звезды, как показывает теоретический анализ, приводит к ее «раздуванию». Ее радиус, а следовательно, и светимость резко возрастают. Звезда сходит с главной последовательности и становится красным гигантом.

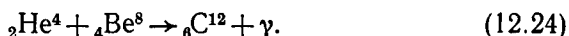
По мере выгорания водорода масса центрального гелиевого ядра увеличивается. Дальнейшая судьба звезды определяется ее полной массой. Сейчас считается, что в звездах с массой $M < 3M_{\odot}$ из-за сброса оболочки на стадии красного гиганта ядерная эволюция завершается образованием изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$. В более массивных звездах ($M > 3M_{\odot}$) гелиевое ядро, лишенное ядерных источников энергии, постепенно сжимается (см. п. 3). Его плотность и температура при этом увеличиваются. Когда плотность достигает величины $\approx 10^6$ г/см³, а температура $\approx 10^8$ К, начинается эффективное сгорание гелия в реакции тройного соударения α -частиц:



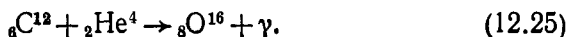
Эта реакция протекает в две стадии. Сначала две α -частицы объединяются на очень малый промежуток времени ($\approx 10^{-16}$ с) в нестабильное ядро изотопа бериллия ${}_4\text{Be}^8$:



Несмотря на очень малое время жизни ядра ${}_4\text{Be}^8$, при достижении указанных выше плотности и температуры с ним успевает прореагировать новая α -частица:



Интересно отметить, что важная роль реакции (12.22) в эволюции звезды (и особенно в процессах происхождения элементов, см. § 2) обусловлена в значительной мере случайным обстоятельством: «удачно» (т. е. близко к энергии, необходимой для распада на $\alpha + {}_4\text{Be}^8$) расположенный уровень ядра изотопа ${}_6\text{C}^{12}$ (рис. 12.3) делает эту реакцию при звездных энергиях резонансной (см. гл. IV, § 7). Отметим, что существование этого уровня в ядре ${}_6\text{C}^{12}$ было предсказано именно по высокой распространенности в космосе углерода (см. § 2). После того как образуется достаточно большое количество углерода, гелий будет сгорать также в реакции



После завершения реакций (12.22) и (12.25) ядро звезды будет состоять из углерода (изотоп ${}^6\text{C}^{12}$) и кислорода (изотоп ${}^8\text{O}^{16}$).

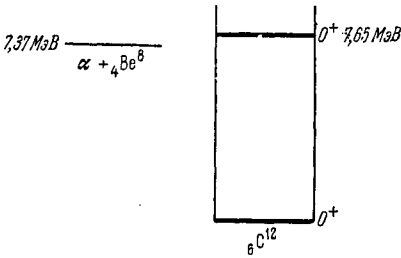
Реакции сгорания углерода и кислорода и последующие реакции представляют большой интерес для теории происхождения элементов. Соответствующие им стадии эволюции мы рассмотрим в следующем параграфе.

8. Существующие представления об условиях внутри звезд могли бы быть сопоставлены непосредственно с наблюдательными данными, если бы удалось научиться регистрировать *нейтринное излучение* звезд.

Нейтрино, как мы указывали в гл. VII, § 8, взаимодействуют с веществом посредством слабых сил и поэтому характеризуются колоссальной проникающей способностью. В частности, будучи

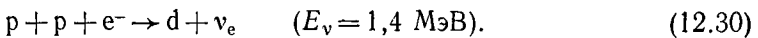
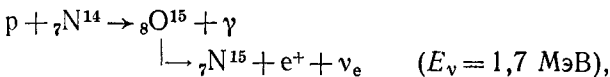
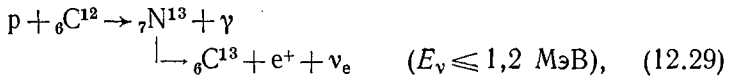
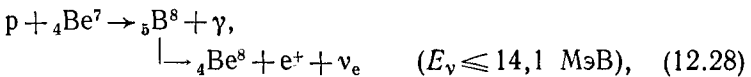
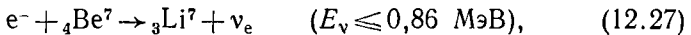
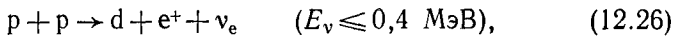
Рис. 12.3. Положение уровня 0^+ ядра ${}^6\text{C}^{12}$, играющего большую роль в эволюции звезды и образовании элементов.

Линией слева обозначен порог развала ядра ${}^6\text{C}^{12}$ на α -частицу и ядро ${}^4\text{Be}^8$, равный 7,37 МэВ.

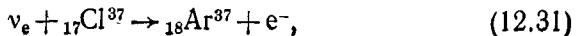


испущенными в ядерных реакциях в недрах звезды, нейтрино свободно пронизывают толщу ее вещества и несут, следовательно, непосредственную информацию о внутризвездных условиях.

В этом пункте мы рассмотрим солнечное нейтринное излучение. Испускание нейтрино звездами на конечных стадиях эволюции будет рассмотрено в п. 12. Нейтринное излучение Солнца может возникать за счет следующих ядерных процессов:



Начиная с 1955 г., группой Р. Дэвиса (США) делаются попытки обнаружить солнечные нейтрино, испущенные в реакции (12.28) («борные» нейтрино). Детектором борных нейтрино служит реакция



предложенная для регистрации солнечных нейтрино Б. М. Понтекорво еще в 1946 г. Реакция (12.31) имеет порог 0,81 МэВ и, вообще говоря, может быть использована для регистрации нейтрино всех реакций (12.26)—(12.30). Реально, однако, конечное ядро Ar^{37} в реакции (12.31) из-за своих структурных особенностей с подавляющей вероятностью оказывается в возбужденном состоянии с энергией примерно 5 МэВ. Соответственно эффективный порог реакции (12.31) увеличивается до 5,8 МэВ, так что она может быть использована практически только для регистрации борных нейтрино.

Современная установка для регистрации солнечных нейтрино представляет собой установленный на глубине 1,5 км (в глубокой старой шахте) резервуар, содержащий около 400 м³ четыреххлористого углерода (C_2Cl_4). Получающиеся в результате реакции (12.31) радиоактивные атомы аргона извлекаются из жидкости C_2Cl_4 продуванием гелия и уже из гелия выделяются радиохимическим путем. О сложности эксперимента можно судить, например, по тому, что во всем объеме детектора ожидается одновременное присутствие всего лишь нескольких десятков атомов радиоактивного аргона (атомов изотопа $^{37}_{18}\text{Ar}$; период полураспада ядра $^{37}_{18}\text{Ar}$ равняется примерно 35 дням).

В настоящее время (начало 1979 г.) считается, что в опытах Дэвиса солнечные борные нейтрино обнаружены. Их число, однако, примерно в два раза меньше теоретического нижнего предела, совместимого с современными моделями строения Солнца.

Смысл имеющегося расхождения между теорией и экспериментом пока остается неясным. Нужны, очевидно, новые опыты с другими детекторами, обладающими, в частности, более низким порогом.

9. Перейдем к завершающим стадиям эволюции звезд. В этом и следующем пунктах мы рассмотрим равновесные состояния «холодных» звезд, в п. 12 — вспышки сверхновых.

Как указывалось в п. 3, если излучение звезды не компенсируется каким-либо источником энергии негравитационного происхождения, то звезда должна подвергаться гравитационному сжатию. В начальный период эволюции звезды стадия гравитационного сжатия прекращается ядерными реакциями, протекающими в ее недрах. Будет ли находиться звезда в равновесии после исчерпания запасов ядерной энергии, зависит от того, могут ли развиваться в веществе при температуре абсолютного нуля силы давления, способные противостоять силам гравитационного притяжения.

При высоких плотностях ($\rho \gtrsim 10^8$ г/см³) в веществе существуют уже не атомы и молекулы, а только «голые» ядра и электроны. В классической механике при абсолютном нуле температуры движение микрочастиц в газе отсутствует, так что отсутствует и давление. Однако при очень низких температурах свойства вещества определяются уже не классической, а квантовой механикой. В квантовой же механике движение частиц, подчиняющихся стати-

стике Ферми — Дирака, при абсолютном нуле температуры не прекращается. Проследим за характером этого движения на важном для нас примере идеального электронного газа, находящегося при абсолютном нуле температуры. Электроны в этом случае должны находиться в наименее энергичных для них состояниях.

Для неограниченной среды состояние свободного электрона определяется его импульсом p и проекцией спина на ось z . Низшим состоянием по энергии является, конечно, состояние с импульсом $p = 0$. Но в это состояние согласно квантово-механическому принципу Паули (гл. II, § 8) нельзя поместить больше двух электронов. Поэтому все остальные электроны должны последовательно заполнять состояния с отличными от нуля импульсами p . Можно показать, что величина граничного импульса p_F (импульса Ферми), до которого все состояния в электронном газе заполнены при нулевой температуре, следующим образом связана с плотностью электронного газа n_e :

$$p_F = 3,28 \cdot 10^{-27} n_e^{1/3} \quad (\text{система СГС}). \quad (12.32)$$

Соответственно граничная энергия E_F (энергия Ферми) связана с плотностью электронного газа соотношением

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} = 3,68 \cdot 10^{-21} n_e^{2/3} \quad (\text{МэВ}) \quad \text{при} \quad E_F \ll mc^2, \quad (12.33)$$

$$E_F = cp_F = 0,60 \cdot 10^{-10} n_e^{1/3} \quad (\text{МэВ}) \quad \text{при} \quad E_F \gg mc^2.$$

Давление $P_{\text{газ}}$ газа пропорционально плотности частиц и средней энергии их движения. В данном случае это означает, что $P_{\text{газ}} \propto n_e E_F$ и, следовательно,

$$P_{\text{газ}} \propto \rho^{5/3} \quad (E_F \ll mc^2) \quad (12.34)$$

или

$$P_{\text{газ}} \propto \rho^{4/3} \quad (E_F \gg mc^2), \quad (12.35)$$

где ρ — плотность вещества *) (очевидно, $n_e \propto \rho$). Итак, в плотном холодном веществе за счет квантовомеханических эффектов (соотношения неопределенностей и принципа Паули) возникает *давление электронного газа*.

*) Более точно:

$$P_{\text{газ}} = 10^7 (\rho/\mu)^{5/3} \text{ эрг/см}^3 \quad (E_F \ll mc^2),$$

$$P_{\text{газ}} = 1,2 \cdot 10^9 (\rho/\mu)^{4/3} \text{ эрг/см}^3 \quad (E_F \gg mc^2),$$

где μ — число нуклонов, приходящихся на один электрон. Случай $E_F \ll mc^2$ (нерелятивистский электронный газ) соответствует плотностям $\rho \leq 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$, случай $E_F \gg mc^2$ (релятивистский электронный газ) — плотностям $\rho \geq 2 \times 10^6 \text{ г/см}^3$. Для ориентировки в масштабах давлений электронного газа укажем, что при $\rho \approx 10^7 \text{ г/см}^3$ давление $P \approx 10^{12} \text{ атм}$ ($\mu \approx 2$).

Посмотрим теперь, смогут ли силы этого давления приостановить процесс гравитационного сжатия. Давление, создаваемое силами притяжения в центре звезды, следующим образом зависит от массы и радиуса звезды:

$$P_g \approx M^2/R^4. \quad (12.36)$$

Это давление можно выразить через плотность ρ вещества звезды *):

$$P_g \approx M^{2/3}\rho^{4/3}. \quad (12.37)$$

Сравнив формулу (12.37) с формулами (12.34) и (12.35), легко установить следующее. Если бы электронный газ оставался всегда нерелятивистским, то создаваемое им давление могло бы стабилизировать звезду любой массы. Действительно, соответствующим выбором плотности ρ всегда можно сделать так (см. (12.34)), чтобы

$$P_{\text{газ}} > P_g. \quad (12.38)$$

На самом деле при высоких плотностях ($\rho \gg 10^6$ г/см³) электронный газ становится релятивистским. Поэтому при достаточно большой массе M звезды гравитационное давление (см. (12.37)) будет всегда больше давления релятивистского вырожденного электронного газа. Отсюда следует, что существует критическое значение $M_{\text{кр}}$ массы звезды, называемое часто *чандрасекаровским пределом*, выше которого силы давления вырожденного электронного газа не смогут остановить гравитационного сжатия звезды. Численные расчеты показывают, что

$$M_{\text{кр}} \approx \frac{5,75}{\mu^2} M_{\odot}, \quad (12.39)$$

где μ — число нуклонов, приходящихся на один электрон. Если вещество состоит из относительно легких ядер, для которых $N \approx Z$, то $\mu = 2$, а

$$M_{\text{кр}} \approx 1,44 M_{\odot}. \quad (12.40)$$

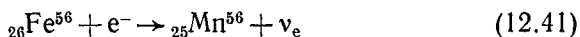
При $M < M_{\text{кр}}$ звезда может быть стабилизирована давлением вырожденного электронного газа. Предполагается, что белые карлики удерживаются в равновесии именно вырожденным электронным газом.

10. При достаточно высокой плотности равновесие звезды нарушается процессами *нейтронизации* вещества. Рассмотрим их подробнее.

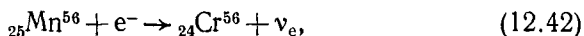
Для определенности будем предполагать, что вещество состоит из изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{56}$. При плотности вещества, большей

*) При качественном рассмотрении можно не учитывать неоднородность звезды.

$1,15 \cdot 10^9$ г/см³, граничная энергия Ферми электронного газа превышает верхнюю границу ($E_{\max} = 3,7$ МэВ) β -спектра ядра изотопа марганца ${}_{25}\text{Mn}^{56}$. Поэтому начнется процесс

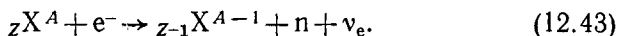


превращения изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{56}$ в ядра изотопа марганца ${}_{25}\text{Mn}^{56}$. Образовавшиеся ядра изотопа марганца в свою очередь превращаются в ядра изотопа хрома ${}_{24}\text{Cr}^{56}$:



так как верхняя граница β -спектра ядра ${}_{24}\text{Cr}^{56}$ равняется только 1,6 МэВ. Последующее превращение ядер ${}_{24}\text{Cr}^{56}$ в ядра изотопа ванадия ${}_{23}\text{V}^{56}$ требует больших плотностей, чем $1,15 \cdot 10^9$ г/см³. Реакции (12.41)—(12.42) частично лишают звезду ее «электронной опоры». Это приводит к сжатию звезды и увеличению ее плотности.

С увеличением плотности и, следовательно, граничной энергии Ферми электронного газа будут появляться ядра со все большей верхней границей β -спектра. В конце концов атомные ядра окажутся настолько перегруженными нейтронами, что захват электронов будет сопровождаться испусканием свободных нейтронов:



В рассматриваемом случае вещества, состоящего вначале из изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{56}$, это наступит при граничной энергии Ферми $E_F = 22$ МэВ ($\rho \approx 4 \cdot 10^{11}$ г/см³). При этом роль ядер ${}_Z\text{X}^A$ в реакции (12.43) будут играть ядра изотопа магния ${}_{12}\text{Mg}^{56}$.

При дальнейшем увеличении плотности будет появляться все больше свободных нейтронов, так что наконец все вещество почти полностью станет состоять из свободных нейтронов *).

Звезды, состоящие почти целиком из нейтронов, называются *нейтронными*. Их существование было теоретически предсказано Дж. Оппенгеймером и Г. Волковым в 1939 г. Нейтронные звезды характеризуются приблизительно ядерной плотностью вещества ($2 \cdot 10^{14}$ г/см³) и удерживаются в равновесии давлением *нейтронного газа*. Теоретические оценки показывают, что нейтронный газ может

*) Правда, целиком из нейтронов звезда состоять не может, так как необходимо наличие электронного газа, чтобы предотвратить обратное превращение нейтронов в протоны. Однако отношение плотности n_e электронов и, следовательно, плотности n_p протонов (число которых из-за нейтральности вещества должно равняться числу электронов) к плотности n_n нейтронов может стать очень малым. Например, при $\rho = 2 \cdot 10^{14}$ г/см³

$$\frac{n_e}{n_n} \approx 10^{-2}, \quad (12.44)$$

стабилизировать звезду вплоть до массы

$$M \approx M_{\text{пр}} \approx (1,6 - 2) M_{\odot}. \quad (12.45)$$

Возрастание предельного значения массы, при которой холодная звезда может находиться в состоянии равновесия, вызвано главным образом тем, что на малых расстояниях между нейтронами действуют интенсивные ядерные силы отталкивания (см. гл. V, § 5, п. 3). Сложность учета этих сил и приводит к неопределенности в значении $M_{\text{пр}}$ даже большей, чем показано в (12.45).

Теоретически предсказанные нейтронные звезды были отождествлены с открытыми в 1967 г. в лаборатории А. Хьюиша (Англия) пульсарами. Пульсарами называются «точечные» источники импульсного радиоизлучения с периодом от $1/30$ доли секунды до секунд и общей интенсивностью порядка $10^{36} - 10^{38}$ эрг/с (рис. 12.4). Напомним, что светимость Солнца равняется «всего лишь» $2 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Теоретические исследования показали, что пульсаром может быть только быстро вращающаяся сильно намагниченная нейтронная звезда.

Рассмотрим, как гипотеза о вращающейся нейтронной звезде объясняет основные особенности пульсаров. Предварительно заметим, что образовавшаяся нейтронная звезда должна быть сильно намагниченной ($H \approx 10^{12}$ Э) и быстро вращаться (период $T \approx 0,1 - 0,01$ с). Появление сильного магнитного поля и быстрое вращение нейтронной звезды объясняются высокой проводимостью ее плазменного вещества и сохранением вращательного момента. Действительно, большая проводимость плазмы означает, что в процессе сжатия магнитный поток не меняется и, следовательно, $H \cdot R^2 = \text{const}$, где R — радиус звезды.

Аналогичным образом, сохранение вращательного момента предполагает, что $R^2/T = \text{const}$. При образовании нейтронной звезды ($R \approx 10^6$ см) из обычной ($R \approx 10^{11}$ см) радиус звезды уменьшается в 10^5 раз. Соответственно магнитное поле должно возрасти, а период вращения уменьшиться в 10^{10} раз.

Представим себе теперь, что ось магнитного момента не совпадает с осью вращения нейтронной звезды. Тогда магнитный момент изменяется во времени, и звезда должна излучать. Оказывается, что магнитно-дипольное излучение нейтронной звезды должно быть сосредоточено в узком конусе (раствор угла порядка 10°), ось которого перпендикулярна направлению магнитного момента (рис. 12.5).

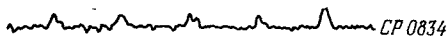


Рис. 12.4. Радиоизлучение пульсара CP 0834, впервые зарегистрированное на Земле.

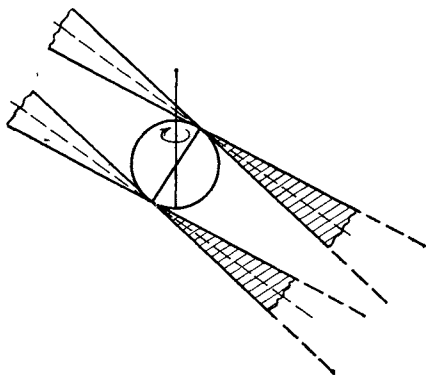


Рис. 12.5. Схема излучения пульсара. Стрелкой отмечена ось вращения нейтронной звезды.

Импульсный характер радиоизлучения объясняется «эффектом маяка» — Земля периодически попадает в конус излучения.

Одним из важных свойств пульсаров является вековое увеличение периода их пульсаций. Например, период пульсара, находящегося внутри Крабовидной туманности, увеличивается на 36 наносекунд в день. В рамках гипотезы о вращающейся нейтронной звезде увеличение периода пульсаций объясняется постепенной диссипацией вращательной энергии пульсара.

Нейтронная звезда может быть источником не только импульсного радиоизлучения, но и рентгеновского излучения ($\hbar\omega \gtrsim 1 - 20$ кэВ). Для этого нейтронная звезда должна быть одним из компонентов тесной двойной системы звезд. Рентгеновское излучение ($\sim 10^{36} - 10^{38}$ эрг/с) возникает в результате аккреции, т. е. падения и захвата вещества другой звезды на поверхность нейтронной звезды. При падении вещества на поверхность нейтронной звезды выделяется около 10^{20} эрг/г энергии (гравитационный потенциал поверхности нейтронной звезды с массой Солнца равняется примерно $0,1 c^2$, что соответствует гравитационной энергии связи нуклона около 100 МэВ). Для объяснения наблюдаемой интенсивности источников рентгеновского излучения (которые всегда оказываются тесными двойными системами звезд) необходимо предположить, что нейтронной звездой захватывается около $10^{-9} M_{\odot}$ вещества в год.

11. Если масса звезды на конечной стадии ее эволюции окажется больше предельной $M_{пр}$ (см. (12.45)), то концом эволюции является бесконечное гравитационное сжатие (гравитационный коллапс): квантовомеханическое внутреннее давление вещества не может противостоять силам давления, вызываемым гравитацией. В рамках дорелятивистской классической теории в этом случае получалось, что звезда должна сжиматься в точку. В общей теории относительности показывается, что для удаленного от коллапсирующей звезды (т. е. находящегося вне ее гравитационного поля) наблюдателя радиус звезды асимптотически стремится к *гравитационному радиусу*

$$r_g = \frac{2\kappa M}{c^2}. \quad (12.46)$$

Сфера радиуса r_g называется *сферой Шварцшильда* по имени американского физика, получившего точное решение уравнений гравитации для сферически симметричного поля тяготения в общей теории относительности. При приближении радиуса звезды к гравитационному радиусу скорость сжатия для удаленного наблюдателя бесконечно замедляется, так что звезда выглядит «застывшей» в своем развитии. Отметим также, что излучение звезды по мере приближения ее радиуса к гравитационному становится все более и более слабым; в пределе звезда полностью изолируется от внешнего наблюдателя («самозамыкается»),

Звезда в состоянии коллапса называется «черной дырой». Черные дыры являются нестабильными объектами (Хоукинг, 1975) и постепенно распадаются за счет квантового туннельного эффекта (гл. VI, § 3). М. А. Марков выдвинул гипотезу о том, что конечным продуктом распада черной дыры является максимон (гл. VII, § 1, п. 4), удерживаемый от дальнейшего распада влиянием сильных квантовых гравитационных эффектов. Черные дыры могут быть обнаружены по рентгеновскому излучению, возникающему при аккреции вещества черной дырой.

Правда, при этом возникает нетривиальная проблема дифференциации нейтронной звезды и черной дыры. Возможно, что рентгеновское излучение источника «Лебедь X-1» возникает за счет аккреции вещества именно черной дырой.

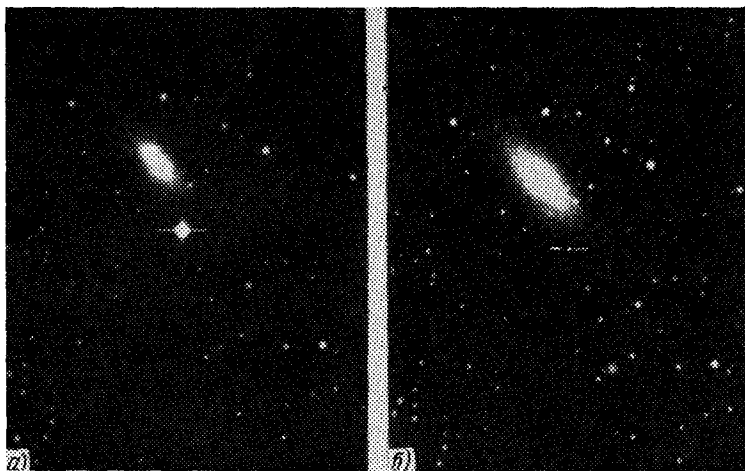


Рис. 12.6. Сверхновая, вспыхнувшая в галактике NGC 5253.

а) Фотография 16.5.72, б) фотография 24.4.73.

12. Данные наблюдений показывают, что нейтронные звезды (пульсары) возникают скорее всего при взрывах — вспышках сверхновых. Вспышка сверхновой представляет собой гигантский по масштабам взрыв звезды. В момент вспышки сверхновой светимость звезды увеличивается в миллиарды раз, и на короткое время (порядка месяца) звезда по своей яркости становится сравнимой с целой галактикой (рис. 12.6). По зависимости яркости сверхновой от времени специалисты различают два типа сверхновых — сверхновые I и II (СН I и СН II). В табл. 12.2 приведены характеристики взрывов СН I и СН II.

Основными в физике сверхновых являются вопросы о происхождении их гигантской энергии и механизмах ее взрывного высвобождения.

Т а б л и ц а 12.2. Характеристики сверхновых I и II

Тип сверхновой	СН I	СН II
Выброшенная масса	$(0,1-1) M_{\odot}$	$> 5 M_{\odot}$
Средняя скорость выброшенной массы	10^9 см/с	$5 \cdot 10^8$ см/с
Кинетическая энергия выброшенной массы	$5 \cdot 10^{50}$ эрг	10^{51} эрг
Энергия светового излучения	$4 \cdot 10^{49}$ эрг	10^{49} эрг

Теоретически можно указать два возможных источника энергии вспышки сверхновой. Первым источником являются уже знакомые нам ядерные реакции. Как мы увидим ниже, опасность ядерного взрыва подстерегает звезду на стадии сжигания в ее центральных областях ядер изотопа углерода ${}^6\text{C}^{12}$. При горении углерода выделяется энергия Q , равная примерно 1 МэВ на нуклон. Поэтому для получения наблюдаемой при вспышке сверхновой энергии достаточно взрывным образом сжечь 1—2 солнечных массы углерода:

$$E \approx M_{\odot} \cdot Q_{\text{C}^{12}} = 2 \cdot 10^{51} \text{ эрг.} \quad (12.47)$$

Вторым, и значительно более мощным, источником энергии является гравитационное сжатие звезды. Масштаб высвобождаемой при сжатии гравитационной энергии можно оценить, сравнив удельную энергию связи нуклона в атомном ядре с энергией связи нуклона в гравитационном поле. Максимально возможная гравитационная энергия связи нуклона, как показывается в общей теории относительности, равняется его энергии покоя. Именно такой будет энергия связи у нуклона, находящегося на поверхности звезды, радиус которой равняется ее гравитационному радиусу r_g . Меньшей, но все еще намного превышающей ядерную будет энергия связи нуклона, находящегося на поверхности нейтронной звезды. Например, если масса последней равняется массе Солнца, то гравитационная энергия связи находящегося на ее поверхности нуклона дается формулой

$$\varepsilon_{\text{св}} = \frac{\kappa M_{\text{N}} M_{\odot}}{R_{\text{нейтр}}} \approx 100 \text{ МэВ,} \quad (12.48)$$

что в 10—12 раз превышает энергию связи нуклона в ядре. При образовании нейтронной звезды с массой $M \approx M_{\odot}$ должна выде-

литься энергия, равная по порядку величины

$$\frac{\kappa M^2}{R_{\text{нейтр}}} = \frac{6,7 \cdot 10^{-8} \cdot 4 \cdot 10^{66}}{10^6} \approx 2,8 \cdot 10^{53} \text{ эрг.} \quad (12.49)$$

Значительно более сложным и пока еще не до конца решенным является вопрос о механизмах взрывного высвобождения ядерной или гравитационной энергии.

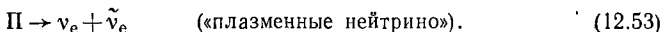
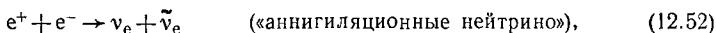
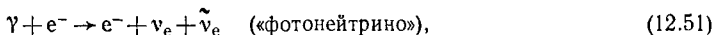
Представляется правдоподобным, что взрыв звезды обусловлен развитием в ее недрах либо тепловой, либо гидродинамической неустойчивости. В первом случае может произойти сильный перегрев звезды и, как следствие, термоядерный взрыв, во втором — развивается *имплозия* — катастрофическое сжатие звезды со скоростью порядка скорости свободного падения. В результате звезда за время $t_{\text{гидр}}$, называемое *гидродинамическим* временем,

$$t_{\text{гидр}} \approx \frac{R}{v_{\text{зв}}} \approx \frac{R}{\sqrt{\partial p / \partial \rho}} \approx \frac{R}{\sqrt{\bar{p} / \bar{\rho}}} \approx \left(\frac{R^3}{\kappa M} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{1}{4\pi \rho} \right)^{1/2} \quad (12.50)$$

сжимается до состояния либо нейтронной звезды, либо черной дыры и высвобождает гравитационную энергию (12.49). В формуле (12.50) R — размеры звезды, \bar{p} , $\bar{\rho}$ — средние давление и плотность, $v_{\text{зв}}$ — скорость звука *).

Отсюда следует, что на стадии главной последовательности звезды как сверхновые взрываться не могут: в этот период времени из-за отрицательной теплоемкости (см. п. 3) звезды находятся в состоянии устойчивого теплового и механического равновесия.

Многочисленные теоретические исследования последних 10—15 лет позволили ограничить круг звезд, которые могут взрываться как сверхновые. Оказалось, что отмеченные выше опасные для звезды неустойчивости развиваются в недрах достаточно массивных звезд с $M > 3M_{\odot}$ и притом в конце их активной жизни, а именно начиная со стадии сжигания углерода. В этот период звезды являются сильно неоднородными. Они состоят из центрального углеродного (или углеродно-кислородного) ядра, окруженного водородно-гелиевой оболочкой. Масса углеродного ядра, его плотность и температура определяются полной массой звезды. Например, у одиночных звезд с массой $3M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$ масса углеродного ядра достигает $M_C = 1,4 M_{\odot}$, а плотность и температура в момент загорания углерода равняются соответственно $2 \cdot 10^9$ г/см³ и $3 \cdot 10^8$ К. У звезд с массой $M > 10M_{\odot}$ углеродное ядро имеет массу $M_C > 1,4 M_{\odot}$, а зажигание углерода происходит при плотности $\rho < 2 \cdot 10^9$ г/см³ и температуре $T > 3 \cdot 10^8$ К. Потери тепловой энергии звезды в этот период времени обусловлены не излучением фотонов, а излучением нейтрино за счет (ev)-процессов (см. гл. VII, § 8). Главными из этих процессов являются следующие:



В (12.53) буквой Π обозначен плазмон — квант плазменных колебаний. Необходимые для (12.52) позитроны возникают при температурах $T \gtrsim m_e c^2$ в равновесных процессах



Преобладание нейтринных потерь энергии над фотонными обусловлено не тем, что при температурах, характерных для углеродного ядра звезды, число нейтрино

*) Для Солнца $t_{\text{гидр}} \approx 10^3$ с, для звезды с плотностью $2 \cdot 10^9$ г/см³ $t_{\text{гидр}} \approx 1$ с.

становится больше числа фотонов. Напротив, в недрах звезды в единице объема фотонов намного больше, чем нейтрино. Однако нейтрино, возникшая в процессах (12.51) — (12.53), из-за аномально малого коэффициента поглощения *) немедленно покидают звезду, в то время как фотону, чтобы пройти, например, расстояние 10 км, даже в условиях недр Солнца требуется несколько дней.

Из-за высокого темпа эволюции, обусловленного нейтринными потерями энергии, углеродные ядра как бы изолируются и эволюционируют независимо от оболочки звезды.

Какой именно тип неустойчивости разовьется в ядре звезды, зависит от его массы M_C . Рассмотрим сначала случай, когда

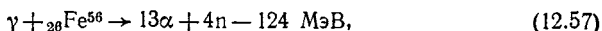
$$M_C > 1,44M_{\odot}. \quad (12.55)$$

В этом случае внутреннее давление существенно зависит от температуры, и ядро звезды может, следовательно, регулировать темп горения углерода. Поэтому неустойчивость — гидростатическая неустойчивость — и, как следствие, имплозия возникают только после образования «железного» ядра, т. е. ядра звезды, состоящего из атомных ядер группы железа. Проследим за возникновением этой неустойчивости. Лишенное ядерных источников энергии железное ядро звезды (опять-таки из-за нейтринных потерь) быстро разогревается и уплотняется. На первых порах темп гравитационного сжатия, определяемый нейтринными потерями, будет таким, что ядро звезды успеет «подстроиться» под изменяющиеся условия и останется в гидростатическом равновесии. Однако при температурах $T \gtrsim 5 \cdot 10^9$ К или при плотностях $\rho \gtrsim 1,15 \cdot 10^9$ г/см³ включаются столь мощные «холодильники», что гидростатическое равновесие ядра звезды обязательно должно нарушиться. Какая величина быстрее достигнет критического значения при гравитационном сжатии — температура или плотность, определяется массой углеродного ядра.

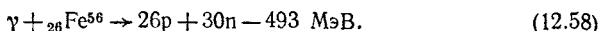
В звездных ядрах с массой

$$M_C > 2M_{\odot} \quad (12.56)$$

быстрее достигается температура $T \approx 5 \cdot 10^9$ К, так что срыв механического равновесия происходит за счет процесса фотодиссоциации атомных ядер железа сначала на α -частицы:



а затем и на протоны и нейтроны:



Необходимые для этих процессов γ -кванты поставляются тепловым излучением сильно разогретых недр звезды. Скорость протекания фотодиссоциации (12.57) и (12.58) при высоких температурах очень велика. Например, при $T \approx 4 \cdot 10^9$ К фотодиссоциация завершается за 10 с, а при $T \approx 7 \cdot 10^9$ К — за 10^{-6} с.

Таким образом, в результате процессов фотодиссоциации за считанные секунды или доли секунд поглощается энергия, которую звезда высвечивала в течение всей своей активной жизни. В связи с этим внутреннее давление резко падает, и ядро звезды теряет гидростатическое равновесие.

При гравитационном сжатии углеродного ядра с первоначальной массой M_C , удовлетворяющей соотношению

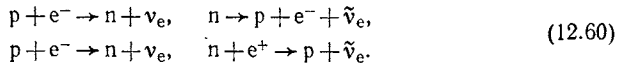
$$1,44M_{\odot} < M_C < 2M_{\odot}, \quad (12.59)$$

быстрее достигаются критические значения плотности.

*) Массовый коэффициент μ_{ν} поглощения нейтрино с энергией 1 МэВ по порядку величины равняется 10^{-10} см²/г; «толщина» же Солнца равняется всего лишь $2 \cdot 10^{11}$ г/см².

Гидростатическое равновесие в этом случае нарушается уже знакомыми нам (см. п. 10) процессами нейтронизации. Звездные ядра с массой (12.59) удерживаются в равновесии в значительной степени давлением вырожденного релятивистского электронного газа. Процессы нейтронизации (12.41)—(12.43) лишают ядро звезды его «электронной опоры», ничем ее не заменяя: энергия поглощаемых электронов частично идет на разрыв связей нуклонов в атомных ядрах, частично уносится нейтрино.

Начавшись с процессов фотодиссоциации либо нейтронизации, имплозия железного ядра звезды поддерживается нейтринными потерями энергии (12.51)—(12.53), величина которых возрастает из-за разогревания вещества при сжатии. Дополнительные потери возникают за счет «урка-процессов»:



Прекращается имплозия на стадии нейтронной звезды, разогретой до температуры $T \approx 10^{11}$ К. Практически вся высвобождающаяся при имплозии гравитационная энергия, превышающая 10^{53} эрг, уносится нейтрино. Хотя этой энергии, и даже небольшой ее доли, было бы вполне достаточно для объяснения вспышки сверхновой, до сих пор не найдено правдоподобного механизма, посредством которого энергия передавалась бы оболочке звезды. Может оказаться, что рассмотренные нами катастрофические процессы в звездах соответствуют пока еще не наблюдавшимся «тихим» взрывам звезд, главным внешним проявлением которых является нейтринный импульс длительностью порядка десятка секунд с общей энергией, большей 10^{53} эрг. Обнаружение таких взрывов явилось бы указанием на правильность основных положений теории.

Перейдем теперь к рассмотрению случая, когда масса M_C углеродного ядра звезды удовлетворяет условию

$$M_C < 1,44 M_{\odot}.$$

К моменту начала горения углерода масса углеродного ядра M_C приближается к своему пределу $1,44 M_{\odot}$. Ее можно принять равной

$$M_C = 1,4 M_{\odot}. \quad (12.61)$$

Углеродные ядра с массой (12.61) удерживаются в равновесии давлением вырожденного электронного газа. Например, при температуре $T \approx 3 \cdot 10^8$ К и плотности вещества $\rho = 2 \cdot 10^9$ г/см³, при которых начинается горение углерода, вклад атомных ядер углерода в общее давление не достигает 5%. Отсюда следует, что давление в таком углеродном ядре — иногда его называют просто вырожденным ядром — практически не зависит от температуры в довольно широких пределах ее изменения. Причина взрывной неустойчивости углеродного ядра звезды с массой (12.61) такова. При горении углерода ядро звезды, естественно, будет разогреваться. На стадии главной последовательности звезда отреагировала бы на это разогревание расширением, что привело бы к ее охлаждению. Однако вырожденное ядро звезды при повышении температуры расширяться не будет, так как давление в нем не зависит от температуры. Поэтому в процессе горения углерода должен возникнуть сильный перегрев ядра звезды, за которым может последовать термоядерный взрыв.

Уникальной особенностью горения углерода в звездных ядрах с массой (12.61) является близость условий возникновения как термоядерного взрыва, так и имплозии. Действительно, продуктами горения углерода в конечном счете являются атомные ядра железного максимума, порог нейтронизации которых равняется «всего лишь» $1,15 \cdot 10^9$ г/см³ (напомним, что горение углерода начинается при плотности $2 \cdot 10^9$ г/см³). Что произойдет быстрее — термоядерный взрыв углерода или имплозия, можно решить только детальным теоретическим изучением последних стадий эволюции углеродных ядер. Соответствующие весьма трудоемкие

расчеты были проведены в СССР в Институте прикладной математики. Оказалось, что горение углерода в звездном ядре с массой (12.61) может закончиться как ядерным взрывом с полным разлетом вещества звезды с суммарной кинетической энергией $\approx 10^{61}$ эрг, так и «ограниченным» ядерным взрывом, при котором наряду со сбросом оболочки звезды образуется нейтронная звезда. Возможно, что первый случай отвечает вспышке сверхновых II, а второй — сверхновых I.

§ 2. Происхождение химических элементов

1. *Распространенность* химического элемента называют число атомов этого элемента, приходящееся в веществе на определенное, нормировочное число атомов «опорного» элемента. Обычно в качестве такого опорного элемента выбирают водород или кремний. Соответственно распространенностями элементов называют числа их атомов, приходящихся на 10^{12} атомов водорода или на 10^5 (иногда 10^6) атомов кремния.

Распространенности элементов в Солнечной системе определяют из анализа вещества земной коры, Луны, метеоритов, солнечного «ветра» *) и из спектроскопического анализа излучения солнечной фотосферы и короны. Распространенности элементов за пределами Солнечной системы определяют с помощью анализа излучения фотосфер звезд, туманностей, межзвездного газа, галактик, а также анализа состава галактического космического излучения. К настоящему времени чрезвычайно трудоемкая работа по определению относительного содержания элементов в различных космических объектах в основном завершена, и наши представления о главных особенностях распространенности элементов в будущем, видимо, не претерпят кардинальных изменений.

Вообще говоря, относительные содержания элементов в разных космических объектах на разных стадиях их эволюции являются не одинаковыми. Например, в земной коре и в метеоритах очень мало водорода и гелия, в то время как вещество Вселенной в основном состоит именно из этих элементов. Химическая эволюция вещества Земли привела к определенному разделению («сепарации») элементов. Поэтому распространенность элементов в земной коре определяется местом, в котором взят образец для анализа. (Напротив, относительное содержание изотопов по земным образцам определить можно, так как химическая эволюция не затрагивает распределения изотопов.) Аналогично распространенность элементов в недрах звезд, где протекают ядерные реакции, отличается от распространенности элементов в фотосферах звезд и т. д. Для определенности в дальнейшем под распространенностью элементов мы будем понимать распространенность элементов в веществе, из которого образовались звезды плоской составляющей нашей Галактики. В число этих звезд входит Солнце.

*) Солнечным ветром называются потоки плазмы, стекающие с солнечной поверхности вдоль силовых линий магнитного поля.