

## КОМПАКТНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

Как было выяснено в предыдущих главах, эволюция обычных звезд сводится к термоядерному горению водорода (главная последовательность) и более тяжелых элементов (стадии после главной последовательности) в ядре звезды. Горение водорода происходит дольше всего, время жизни звезды после главной последовательности не превышает 10% от времени горения водорода.

Конечные стадии эволюции звезд сопровождаются большой потерей массы оболочки звезды в виде звездного ветра (особенно на стадиях красного гиганта и сверхгиганта), достигающей  $\approx 10^{-5} M_{\odot}$  в год. Конечные продукты эволюции зависят от физических условий в центре звезды к моменту завершения термоядерных реакций. Эти условия полностью определяются начальной массой звезды на главной последовательности и ее начальным химическим составом.

В зависимости от начальной массы звезды солнечного химсостава (типичного для звезд дисковой составляющей Галактики), после завершения термоядерной эволюции в звездных недрах могут возникнуть три типа компактных остатков: белые карлики (БК), нейтронные звезды (НЗ) и черные дыры (ЧД) (см. Таблицу 10.1).

Следует отметить существующую неопределенность в точных границах, различающих эти случаи, т. к. детали механизма взрывов сверхновых и образования компактных остатков пока неясны.

Таблица 10.1. Конечные продукты эволюции одиночных звезд

Масса на нач. гл. посл. ( $M_{\odot}$ )	Компактный остаток, масса ( $M_{\odot}$ )	Особенности образования
$0.08 < M \lesssim 0.5$	гелиевый белый карлик, $\lesssim 0.5$	Из одиночных звезд не образуются, т. к. время горения водорода при $M < 0.8M_{\odot}$ больше возраста Вселенной
$0.5 < M \lesssim 3$	C–O белый карлик, $\sim 0.5$	Загорание He в условиях вырождения, «гелиевая вспышка», возможно образование планетарной туманности после асимпт. ветви гигантов
$3 < M \lesssim 8$	C–O белый карлик, 0.5–1	Горение He в невырожденных условиях, образование планетарной туманности после асимптот. ветви гигантов
$8 < M \lesssim 10$	O–Ne–Mg белый карлик, $\sim 1.2\text{--}1.3$	Горение C, O в вырожденных условиях, образование планетарной туманности после асимптот. ветви гигантов
$10 \lesssim M \lesssim 30$	нейтронная звезда, $\simeq 1.5$	Сверхновые типа II и Ib/c
$M \gtrsim 30$	черная дыра (?), $\sim 10$	Сверхновые II, Ib/c, косм. гамма-всплески (?)

## 10.1. Белые карлики

В звездах с массой до  $\sim 8\text{--}10$  солнечных термоядерная эволюция ядра с массой меньшей критической массы Чандрасекара не доходит до образования элементов группы железа. В зависимости от начальной массы, она останавливается на стадии гелиевого или углеродно-кислородного вырожденного ядра. Термоядерное горение в вырожденном веществе носит взрывной характер (см. выше, раздел 6.4), при этом возросшая температура может частично снять вырождение и энерговыделение станет менее интенсивным из-за восстановления отрицательной теплоемкости. Поэтому на стадии слоевого источника вокруг вырожденного (C–O)-ядра оболочка звезды — красного (сверх)гиганта может сбрасываться из-за тепловых неустойчивостей, развивающихся на границе слоевого источ-

ника и вырожденного ядра. При этом звезда находится на стадии асимптотической ветви гигантов в правой верхней части на диаграмме Герцшпрунга–Рессела. В результате быстрого истечения оболочки вокруг вырожденного ядра образуется эмиссионная планетарная туманность, «подсвечиваемая» очень горячим ( $T_{eff} \sim 10^5$  К) прото-белым карликом. Механизм свечения туманности — рекомбинационный, как в областях НII, но в планетарных туманностях наблюдаются эмиссионные линии от ионов с более высокими потенциалами возбуждения из-за более высокой температуры подсвечивающего излучения.

Оставшееся после истечения оболочки горячее вырожденное C–O ядро звезды постепенно остывает и превращается в белый карлик. Энергия свечения белого карлика — тепловая энергия, запасенная в колебаниях ионов. Излучая фотоны с поверхности, белый карлик постепенно остывает, его эффективная температура падает, а так как радиус белого карлика около  $10^4$  км, характерное время остывания достигает 10 млрд. лет. Самые старые и холодные белые карлики имеют эффективную температуру около 2000 К. В таких холодных карликах положительно заряженные ионы образуют кристаллическую решетку (кристаллизация начинается уже при температурах порядка 10000 К)<sup>1</sup>.

С точки зрения механического равновесия, силе тяжести в белых карликах противостоит градиент давления вырожденного электронного газа. Подчеркнем роль кулоновских сил: гравитация действует на «тяжелые» протоны, а из-за принципа Паули создается огромное давление вырожденных электронов, которое передается протонам именно через электрические поля частиц.

### 10.1.1. Белые карлики в двойных системах.

#### Катаклизмические переменные и новые звезды

Качественно новая ситуация может возникнуть, если белый карлик входит в состав тесной двойной системы — под действием приливных сил возможно перетекание вещества с соседней звезды, что приведет к увеличению его массы. При приближении к чандрасекаровскому пределу в центре белого карлика начинается термоядерное горение, приводящее к взрыву (модель сверхновой типа Ia). Для

---

<sup>1</sup> Кулоновские силы играют определяющую роль также и в маломассивных звездах («коричневые карлики») с  $M < 0.08 M_{\odot}$ , в которых горение водорода невозможно. По сути дела, это гигантские планеты-«Юпитеры».

O–Ne–Mg белых карликов нейтронизация вещества может начаться раньше термоядерного горения и возможен коллапс в нейтронную звезду.

Наличие белых карликов в составе тесных двойных систем (ТДС) проявляется у очень широкого класса переменных звезд, называемых взрывными (или катаклизмическими) переменными. Эти переменные включают в себя новые звезды, повторные новые звезды, карликовые новые звезды, вспыхивающие звезды типа U Блинецов, переменные типа AM Гекулеса и др. Основная отличительная черта взрывных переменных — наличие регулярных или иррегулярных вспышек различной амплитуды. Орбитальные периоды взрывных переменных лежат в диапазоне от десятков минут до десятков часов, что говорит о характерных размерах систем от долей до нескольких радиусов Солнца. В этих двойных системах первичный (более массивный) компонент является C–O белым карликом с массой порядка  $0.5\text{--}1 M_{\odot}$ , а вторичный (менее массивный) — звездой главной последовательности или слегка проэволюционировавшим субгигантом околосолнечной массы, заполняющим полость Роша. Обмен масс поддерживается благодаря медленному сближению звезд, что связано с уменьшением орбитального момента импульса двойной системы из-за замагниченного звездного ветра от нормальной звезды, посредством которого момент импульса передается окружающей среде. Для самых тесных систем с орбитальным периодом менее 2 часов орбитальный момент уменьшается из-за излучения гравитационных волн (см. Приложение).

Физические причины вспышек у различных подклассов взрывных переменных различны. Единичные мощные вспышки, характерные для новых звезд, связаны с термоядерным взрывом вещества, накопленного на поверхности белого карлика при аккреции со второго компонента. Расчеты показывают, что явление новой звезды возникает только в определенном диапазоне масс белых карликов и темпов аккреции вещества на его поверхность. При очень низких темпах перетекания вещество постепенно вырождается и присоединяется к белому карлику, а при очень высоких — вещество остается невырожденным, и горение может носить перманентный, а не взрывной характер. Для явления новой звезды существенно, что в накопленной массе вещества происходит вырождение, рост температуры не сопровождается увеличением давления и расширением оболочки, что приводит к термоядерному взрыву (см. раздел 6.4). Калорий-

ность термоядерного горения водорода составляет менее процента от энергии покоя вещества ( $\sim 0.007c^2$  эрг/г), а гравитационный потенциал на поверхности белого карлика  $GM/R \sim 10^{-4}c^2$ , то есть гравитационная энергия на грамм вещества почти в сто раз меньше. Это означает, что при взрывном термоядерном горении частицы приобретают скорость намного выше параболической на поверхности белого карлика, поэтому продукты взрыва образуют гравитационно не связанную с ним оболочку, которая постепенно рассеивается в межзвездной среде. Отметим, что существенную роль в расширении оболочки новой звезды играет энергия ( $\sim 10^{46}$  эрг), выделяющаяся при бета-распаде радиоактивных изотопов  $^{13}\text{N}$ ,  $^{14}\text{O}$ ,  $^{15}\text{O}$  и  $^{17}\text{F}$ , образующихся в ходе CNO-цикла.

Массы оболочек новых звезд малы, порядка  $10^{-7}$ – $10^{-8} M_{\odot}$ ; такая масса набирается на аккрецирующем белом карлике за характерное время в 50–100 лет, так что, по сути дела, все новые звезды являются повторными. Спектроскопический анализ оболочек новых звезд показывает присутствие атомов Ne, Na, Mg, Al, что, по видимому, свидетельствует об эрозии самого белого карлика при взрыве. Поэтому не исключено, что увеличения массы белых карликов в новых звездах не происходит. Рост массы до значений, близких к пределу Чандрасекара, возможен только при специфических режимах перманентного горения. Считается, что подобные двойные системы (с ними связывают так называемые сверхмягкие сверхкритические рентгеновские источники) могут быть предшественниками сверхновых звезд типа Ia.

Регулярные вспышки, наблюдаемые у повторных и карликовых новых звезд, не связаны с термоядерным горением вещества на поверхности белого карлика, на который перетекает газ со второй звезды. Они являются результатом неустойчивого перетекания массы в аккреционном диске вокруг компактной звезды (белого карлика в случае катаклизмических переменных). Аккреционные диски в тесных двойных системах обсуждаются в конце этой главы.

## 10.2. Нейтронные звезды

Первая статья с упоминанием возможности сверхплотного состояния материи была опубликована Л. Д. Ландау в 1932 г. вскоре после открытия нейтрона. На возможность образования сверхплотных нейтронных звезд при коллапсе ядер массивных звезд, сопро-