НОВОЕ
В ЖИЗНИ, НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

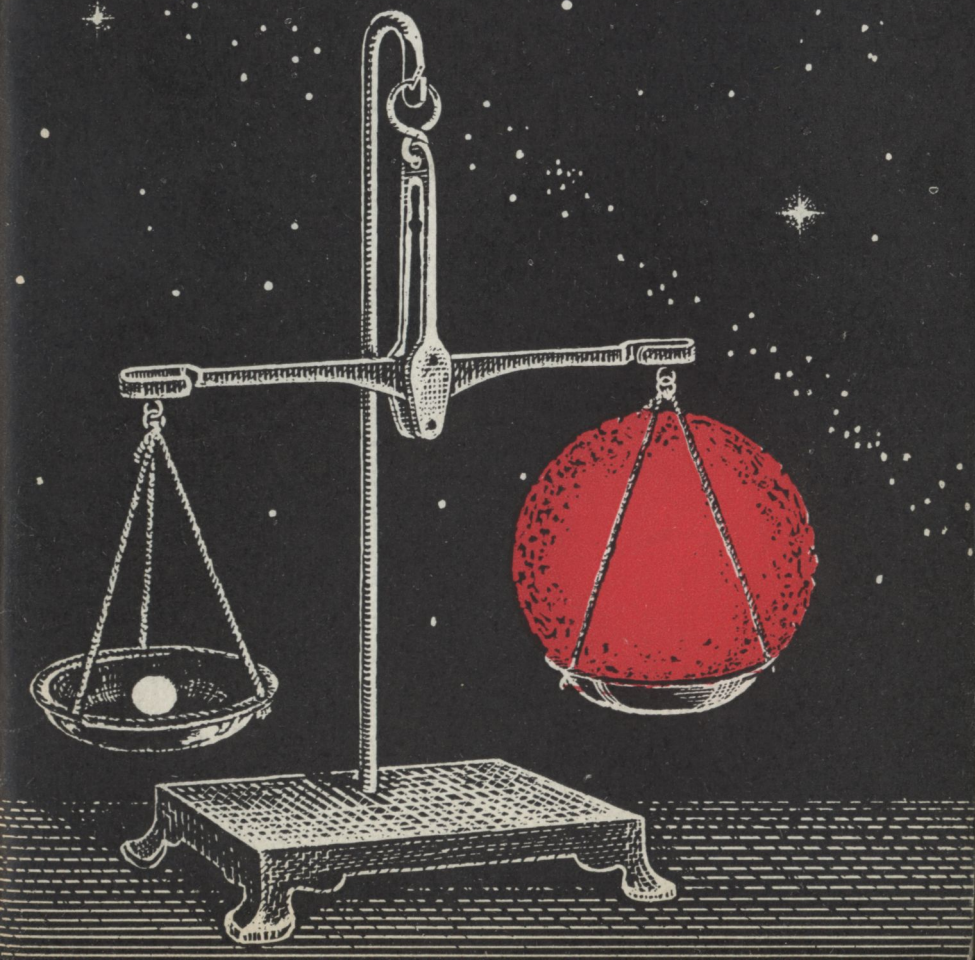
ЗНАНИЕ

4/1977

СЕРИЯ
КОСМОНАВТИКА, АСТРОНОМИЯ

С. И. Блинников

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ



НОВОЕ
В ЖИЗНИ, НАУКЕ,
ТЕХНИКЕ

Серия «Космонавтика, астрономия»
№ 4, 1977 г.
Издается ежемесячно с 1971 г.

С. И. Блинников,
кандидат физико-математических наук

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»
Москва 1977

524
Б 69

СОДЕРЖАНИЕ

Что такое белые карлики? 3
Поиск белых карликов 14
О чем рассказывают спектры белых карликов? 17
Недра белых карликов — вырожденное вещество 24
Проверка соотношения масса — радиус . . . 34
Происхождение белых карликов 42
Остывание белых карликов 50
Так ли все просто? 60

Блинников С. И.

Б 69 Белые карлики. М., «Знание», 1977.

64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия «Космонавтика, астрономия», 4. Издается ежемесячно с 1971 г.)

Брошюра посвящена очень интересной разновидности звезд — белым карликам, являющимся, по-видимому, конечным продуктом эволюции большинства звезд, включая и Солнце. В ней рассказывается о последних достижениях в области наблюдений и теоретической интерпретации этих необычных звезд, огромная плотность которых (несколько тонн в кубическом сантиметре) недостижима в земных условиях.

Брошюра рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся современными проблемами астрономии и астрофизики.

20605 **524+527**

© Издательство «Знание», 1977 г.

ЧТО ТАКОЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ?

Названия разных видов звезд звучат довольно неожиданно. Астрономы с легкостью пользуются такими терминами, как «красный сверхгигант», «черная дыра» и даже «повторная новая звезда». В данной брошюре мы познакомимся с очень интересной разновидностью звезд, название которых также звучит необычно — белые карлики. Эти слабенькие звездочки, открытые более полувека назад, вызывают большой интерес у астрономов, так как, видимо, представляют собой будущую судьбу большинства звезд, включая и наше Солнце. О том, что именно заставило ученых прийти к такому выводу, и о методах исследования белых карликов будет рассказано дальше, но сначала следует ознакомиться с необычной историей их открытия, а также узнать, по каким своим внешним признакам они отличаются от других звезд.

Сейчас каждый школьник знает, что «неподвижные» звезды на самом деле движутся друг относительно друга. Когда пять тысяч лет назад египетские жрецы в лучах утренней зари искали Сириус — предвестника разлива Нила, он был на полтора угловых градуса (т. е. на три видимых поперечника Луны!) в стороне от теперешнего его положения на небосводе. Относительно быстрое перемещение по небу Сириуса и большая его яркость объясняются сравнительной близостью этой звезды к нам (около 9 св. лет) [1]. Это позволило известному астроному Ф. Бесселю еще в 1844 г. обнаружить (после ряда многолетних наблюдений), что Сириус движется по небосводу не прямолинейно, а вдоль волнистой тра-

[1] 1 световой год (1 св. год) — расстояние, которое свет в вакууме проходит за год (1 св. год $=10^{18}$ см).

ектории. На основании этого Бессель сделал заключение, что около Сириуса должно находиться массивное невидимое тело (может быть, другая звезда), которое своим притяжением искривляет его траекторию. Вскоре было вычислено, что система «Сириус — массивное тело» должна совершать полный оборот вокруг своего центра масс за 50 лет.

Предположение об этом невидимом спутнике Сириуса сильно потрясло ученых того времени. Некоторые из них пришли даже к неправильному выводу, решив, что спутник-«невидимка» должен быть обязательно массивнее Сириуса. На это, по их мнению, указывал характер видимого движения Сириуса, который, как они считали, соответствовал орбитальному движению звезды около невидимого центрального тела. В действительности же, яркая звезда и темный спутник могли обращаться вокруг общего центра масс, и масса невидимой звезды могла быть вполне меньше массы Сириуса, а в этом случае звезда-«невидимка» должна находиться гораздо дальше от центра общего вращения, чем Сириус.

Не прошло и 20 лет как американец А. Кларк, который не был даже настоящим астрономом, а занимался лишь изготовлением телескопов для различных обсерваторий, обнаружил этот спутник. Кларк, видимо, даже не знал всей истории с Сириусом, он просто, наводя на Сириус объективы, обычно таким образом их проверял, так как Сириус является самой яркой звездой на небе. В 1862 г. Кларк отшлифовал самый крупный для своего времени объектив — диаметром 18 дюймов (45 см). Говорят, что когда он (вместе со своим сыном) впервые навел этот огромный объектив на Сириус, то увидел, что изображение получилось каким-то искаженным, несимметричным. Тогда Кларк продолжил шлифовку, стремясь достичь еще лучшего качества объектива. И когда он снова навел свой объектив на Сириус, то там, где ему раньше почудился дефект изображения, Кларк обнаружил рядом с Сириусом еще одну звездочку.

Открытие Кларка заинтересовало астрономов вначале лишь только тем, что наконец-то была обнаружена ранее невидимая звезда-спутник Сириуса, получившая название Сириус В. Причем она находилась с противоположной относительно более яркой звезды — Си-

риуса А — стороны от общего центра системы и в два раза дальше от этого центра, чем более яркая компонента. Это означало, что масса спутника должна быть в два раза меньше массы Сириуса А. Дальнейшие наблюдения подтвердили эти выводы. Обе звезды действительно обращаются вокруг общего их центра масс с периодом около 50 лет. При этом расстояние между звездами во время их движения по орбите меняется с тем же периодом (но в среднем оно составляет 3 млрд. км, т. е. 20 а. е.) [2].

Используя третий закон Кеплера, исправленный Ньютоном, легко можно было найти массу обеих звезд, зная размеры и период системы. Суммарная масса звезд двойной системы, выраженная в массах Солнца (M_C), согласно этому закону равняется кубу расстояния между компонентами (в астрономических единицах), деленному на квадрат периода (в годах). Оказалось, что полная масса системы составляет чуть больше 3 M_C, а масса Сириуса В почти точно равна массе Солнца. Блеск же Сириуса В в 10 тыс. раз слабее блеска Сириуса А и поэтому его не могли так долго обнаружить. Причем не следует думать, что такие звезды нельзя было наблюдать с помощью существовавших тогда телескопов: если бы Сириус А вдруг «выключился», то его спутник еще Галилей легко бы заметил в свою трубу. Однако чем больше диаметр объектива телескопа, тем меньше кажущийся размер изображения основной звезды, и при этом бледный ее спутник уже не тонет в сиянии своего компаньона. Кларку «помогло» и то, что в момент своего открытия Сириус В находился в наибольшем его удалении от Сириуса А.

Когда расстояние до звезды известно, легко оценить, сколько энергии она излучает за единицу времени, т. е. определить ее светимость. Оказалось, что светимость Сириуса В в 400 раз меньше светимости Солнца, в то время как массы у них равны. Вначале это не казалось слишком странным, так как звезд малой светимости было уже известно много, а закономерность связи массы со светимостью звезд была неочевидной, так как лишь у некоторых звезд удалось определить массу. Од-

---

[2] Астрономическая единица (1 а. е.) расстояний равняется среднему расстоянию между Землей и Солнцем — примерно в 63 тыс. раз меньше 1 св. года.

нако, когда астрономы несколько позже, уже в начале нашего века, более тщательно стали исследовать цветовые характеристики звезд, они сделали удивительное открытие относительно необычных свойств Сириуса В. Но сначала рассмотрим несколько подробней, что собой представляют эти характеристики, а также, какие существуют методы их анализа.

У ярких звезд цвет легко различим и невооруженным глазом. Например, в ясную зимнюю ночь, когда Сириус находится достаточно высоко над горизонтом, хорошо заметен его голубой цвет. Особый контраст по сравнению с ним имеет красный блеск Бетельгейзе (самой яркой звезды созвездия Ориона). Однако именно в начале XX века астрономы вместо определения цвета звезд на глаз стали использовать более точный анализ цветовых характеристик звезд, сравнивая потоки излучения в разных участках электромагнитного спектра (с помощью различных светофильтров, а позже и фотоэлементов). Кроме того, к этому времени стало ясно, что цвет звезды (так же, как цвет раскаленного куска металла или любого непрозрачного тела) зависит от температуры ее поверхности. Чем выше температура, тем быстрее движение частиц вещества, тем выше энергия рождающихся при этом фотонов. А «цвет» фотона — его длина волны — зависит от энергии: «голубые» фотоны более энергичны, чем «красные». При росте температуры больше энергии излучается в голубой части спектра по сравнению с красной, и звезда становится более белой или голубой (например, температура красной Бетельгейзе — около 3000 К, а бело-голубого Сириуса А — примерно 10 000 К). Кроме этого, оказалось, что температура звезды влияет на вид линейчатого спектра ее излучения.

Спектр звезды — это, собственно говоря, развертка потока ее излучения по длине волны. На фоне непрерывного спектра у большинства звезд на определенных длинах волн видны темные линии поглощения. Огромное разнообразие линейчатых спектров звезд астрономы смогли понять, сравнивая их со спектрами различных элементов, полученных в наземных лабораториях.

В зависимости от вида линейчатого спектра стали разделять все звезды на спектральные классы. Те звезды, в спектрах которых самыми сильными являются линии водорода, отнесли к спектральному классу А; те, у

которых преобладают линии гелия, — к классу В. В спектрах звезд других классов доминируют многочисленные линии железа, кальция, хрома, углерода и прочих элементов (все эти элементы астрономы называют просто металлами, хотя многие из них таковыми и не являются). Такие звезды относят к спектральным классам F, G, K, M (например, Солнце принадлежит к классу G).

Когда-то считалось, что различия в спектрах вызываются главным образом изменением химического состава атмосфер: звезды класса А называли водородными, класса В — гелиевыми и т. п. Однако уже к началу 20-х годов нашего столетия стало ясно, что спектральный класс звезды связан с ее цветом, т. е. с температурой. Звезды спектрального класса М, например, — красные, класса G — желтые, класса А — белые, класса В — голубые.

Физическая причина зависимости спектра звезды от ее температуры в конечном счете обусловлена наличием определенных уровней энергии возбуждения атома того или иного элемента. При поглощении фотона атом переходит на более высокий вполне определенный уровень (при этом один из электронов атома переходит на более высокую орбиту), но раз «высота» этого уровня (орбиты) фиксирована, то и энергия фотона не может быть произвольной (значит, не может быть произвольной и длина его волны). Поэтому свет поглощается атомом только в дискретном наборе длин волн — так и возникают линии поглощения.

При достаточно низкой температуре атмосферы звезды все атомы определенных элементов являются невозбужденными — его электроны находятся, как говорят, в наинизшем, или основном, энергетическом состоянии (на ближайших к ядру орбитах). Энергия фотонов светового излучения может быть слишком мала для «подъема» электронов на следующий по «высоте» уровень. В этом случае «оптические» фотоны проходят атмосферу в основном без поглощения, и линий в спектре звезды не образуется. При повышении температуры атомы возбуждаются, и электроны в атоме «поднимаются» на более высокую орбиту, а уже с нее они могут поглощать «оптические» фотоны — в спектре звезды возникают линии. При еще большем повышении температуры электроны могут даже оторваться от своих атомов (происхо-

дит, как говорят, ионизация), и тогда линии в спектре снова ослабевают.

Рассмотрим, например, звезды спектральных классов А и В. У звезд класса А0[3] температура поверхности примерно равна 10 000 К — она недостаточна, чтобы «загнать» электроны в атомах гелия на те высокие энергетические уровни, с которых возможно было бы поглощение фотонов видимого света. У звезд класса В0 температура — почти 30 000 К, и уже достаточно атомов гелия возбуждено, так что в спектре такой звезды имеются заметные линии этого элемента. Водородные же линии с повышением температуры постепенно ослабевают и даже исчезают вовсе при температуре около 50 000 К, так как при этом растет ионизация водорода. Из таких соображений теория спектральных линий смогла объяснить изменение вида спектра при переходе от самых холодных звезд к самым горячим, считая химический состав во всех звездах почти одинаковым.

Теперь скажем несколько слов о том, что мы понимаем под температурой поверхности или атмосферы звезды. Ведь у звезды нет резкой границы, а температура газа в атмосфере непостоянна — она растет с глубиной. Что же имеют в виду астрономы, когда они говорят, температура атмосферы звезды ван Маанен 2 равна 5000 К, а HZ 43 — 110 000 К?

Дело в том, что излучение звезды обычно сравнивают с излучением абсолютно непрозрачного (или, как говорят физики, «абсолютно черного») тела. Чем выше температура такого «тела», тем больше оно излучает «голубых» фотонов. Например, максимум излучения звезды ван Маанен 2 приходится на желтую часть спектра, а HZ 43 — на далекую ультрафиолетовую область. Однако атмосфера звезды до некоторой глубины прозрачна, причем эта глубина различна для разных длин волн (так как степень прозрачности вещества зависит от длины волны). В той области спектра, где эта прозрачность меньше (например, в спектральной линии поглощения), мы наблюдаем звезду до меньшей глубины, т. е. видим ее более холодные слои. Таким образом, из-

---

[3] Каждый основной спектральный класс звезд подразделяют на еще более мелкие классы, обозначаемые арабской цифрой, начиная с нуля, которая ставится вслед за латинской буквой (определяющей тот или иной основной спектральный класс).

лучение звезды, вообще говоря, нельзя полностью ассоциировать с излучением «абсолютно черного» тела определенной температуры (рис. 1). Однако всегда можно подобрать такую температуру «абсолютно черного» тела, при которой его полное излучение с 1 см^2 поверхности равнялось бы полному излучению (на всех дли-

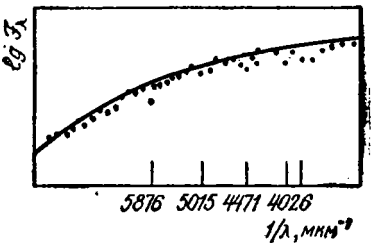


Рис. 1. Наблюдаемое распределение энергии в спектре белого карлика класса DB (звезда *L* 930—80). Указано положение и длины волн (в ангстремах) сильных линий гелия. Сплошная линия — распределение энергии в спектре «абсолютно черного» тела с температурой 17 500 К

нах волн) с 1 см^2 поверхности данной звезды. Эту величину называют «эффективной температурой» звезды. Оказывается, что эффективная температура близка к реальной температуре газового слоя звезды на той глубине, откуда выходит основное излучение [4].

Когда говорят о температуре атмосферы звезды, то имеют в виду именно эффективную температуру $T_{эф}$. Ее связь с общим потоком (для всех длин волн) излучения F с 1 см^2 поверхности обусловлена законом Стефана — Больцмана $F=\sigma T_{эф}^4$ эрг$\cdot$(с$\cdot$см^2)$^{-1}$, где $\sigma=5{,}7\cdot 10^{-5}$ эрг$\cdot$(с$\cdot$см$^2\cdot$К^4)$^{-1}$. Это соотношение, вообще говоря, делает безразличным, что первично — поток F или эффективная температура $T_{эф}$. Однако эффективная температура $T_{эф}$ является более удобной величиной, так как она, кроме потока F, сразу говорит астрофизику и о цвете звезды, и о температуре газа в слоях, наиболее важных для формирования спектра.

Когда астрономы нашли по цветам и спектрам температуру, а по расстояниям — светимость достаточно большого числа звезд, то они обнаружили удивительные закономерности. Оказалось, что на диаграмме свети-

---

[4] Точно так же, если астрономы говорят о плотности и давлении в атмосфере звезды, то они имеют в виду значения этих величин в тех же слоях, откуда приходит к нам непрерывный спектр звезды.

мость — температура (рис. 2) подавляющее большинство звезд располагается вдоль некоторой линии, называемой «главной последовательностью». У звезд главной последовательности светимость растет с температурой: чем голубее звезда, тем сильнее она светит. Кроме того, на этой диаграмме имеется довольно большая

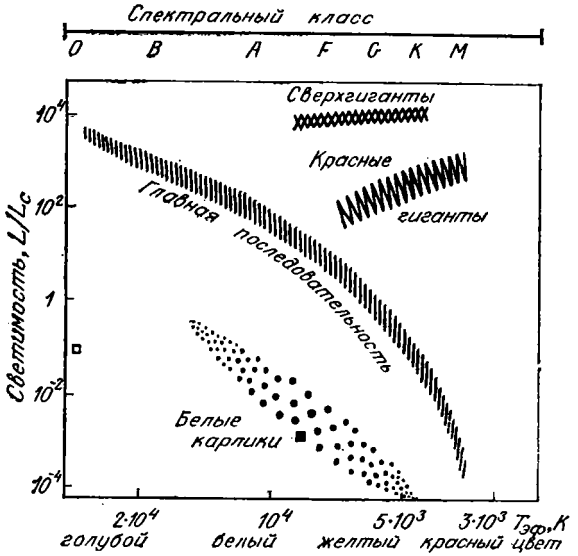


Рис. 2. Распределение звезд на диаграмме светимость — температура. Указано, как меняется с температурой цвет звезды. Обозначены спектральные классы обычных звезд. В области, занимаемой белыми карликами, черный квадратик обозначает положение Сириуса В по измерениям 1914 г., а белый — по измерениям 1971 г.

группа звезд, имеющих низкую температуру, но большую светимость — их называют красными гигантами. Такое название они получили из-за своих огромных размеров. Дело в том, что светимости красных гигантов в сотни и тысячи раз больше светимости Солнца. И хотя звезды такой же светимости есть и на главной последовательности в голубой ее части (классы O и B), но при этой светимости размер красного гиганта должен быть в десятки раз больше размеров голубой звезды главной последовательности (и может быть в сотни раз

больше размеров Солнца). Это связано с его низкой эффективной температурой: мы видим из закона Стефана — Больцмана, что поток излучения единицы поверхности звезды очень сильно зависит от эффективной температуры: $\sim T_{эф}^4$. Если, например, эффективная температура красного гиганта в 5 раз меньше, чем у звезды главной последовательности, то 1 см^2 его поверхности должен излучать в $5^4=625$ раз меньший поток. Значит, если их светимости равны, то площадь поверхности красного гиганта должна быть в 625 раз больше площади поверхности голубой звезды главной последовательности. Отсюда ясно, что большую светимость звезда низкой температуры может иметь, только раздувшись до громадных размеров.

Проводя аналогичные рассуждения, можно показать, что звезды нижней части главной последовательности должны иметь значительно меньшие размеры, и поэтому их стали называть красными и желтыми карликами. В частности, и наше Солнце является, увы, всего лишь желтым карликом.

Но вернемся к Сириусу В. В 10-е годы нашего столетия он опять (с 1862 г. прошло 50 лет) достаточно удалился от Сириуса А, и это позволило американцу У. Адамсу определить его спектральный класс. Оказалось, что спектр Сириуса В похож на спектр Сириуса А, и, следовательно, Адамс отнес его к спектральному классу А. Далее он вычислил температуру Сириуса В и получил 8000 К[5]. Но тогда Сириус В никак не попадал на главную последовательность, где все звезды низкой светимости были холодными красными карликами.

Кроме того, физические свойства Сириуса В оказались также неожиданными.

Температура поверхности Солнца равна 6000 К. По закону Стефана — Больцмана получаем, что каждый 1 см^2 поверхности Сириуса В излучает в 5 раз больший поток, чем 1 см^2 солнечной поверхности. Но раз его светимость, как мы уже упоминали, в 400 раз меньше солнечной, то, значит, его поверхность должна быть в $5\times400=2000$ (а радиус — в 45) раз меньше, чем у Солнца (т. е. меньше, чем у планет-гигантов Солнечной си-

[5] Как потом оказалось, Адамс ошибся, и эта ошибка не давала покоя астрономам до 1971 г. На самом деле температура Сириуса В еще выше, и это еще более увеличивает необычность его свойств, которые рассмотрены дальше.

стемы), хотя масса та же! Отсюда следует, что если средняя плотность Солнца (1,4 г/см^3) близка к плотности воды, то у Сириуса В она оказалась в 100 тысяч раз больше, так как плотность звезды пропорциональна массе и обратно пропорциональна кубу радиуса: $\varrho \sim M/R^3$. Эта плотность была в тысячи раз выше, чем у любых известных тогда звезд, и поэтому многие известные астрономы сначала не поверили, что существуют такие объекты. Вот что сказал несколько позднее по этому поводу известный английский астрофизик А. Эддингтон:

— Сообщение спутника Сириуса после его расшифровки гласило: «Я состою из вещества, плотность которого в 3000 раз выше, чем все, с чем вам когда-либо приходилось иметь дело; тонна моего вещества — это маленький кусочек, который умещается в спичечной коробке». Что можно сказать в ответ на такое послание? В 1914 г. большинство из нас ответило так: «Полно! Не болтай глупостей!»

Г. Рессел, один из первых астрономов построивший для звезд диаграмму типа температура — светимость, еще в 1910 г. обнаружил, что спутник другой звезды — 40 Эридана В — тоже не попадает в область красных карликов. Однако он решил, что спектральный класс определен ненадежно и звезда малой светимости не может быть белой, и поэтому не придал особого значения полученному результату.

Лишь через десяток лет Сириус В и 40 Эридана В были приняты всеми астрономами как реальные представители совершенно необычного типа звезд. Произошло это в основном благодаря разработке Эддингтоном теории внутреннего строения звезд. До него астрономы думали, что только вещество разреженных красных гигантов находится в газовом состоянии, а в недрах таких звезд, как Солнце, вещество находится как бы в жидком состоянии. Ведь, если даже средняя плотность Солнца превосходит плотность воды, то в центральных областях она могла бы быть еще выше. В земных условиях атомы вещества при таких плотностях соприкасаются своими электронными оболочками — поэтому жидкости гораздо труднее сжимать, чем газ.

Эддингтон первым пришел к выводу, что в недрах звезд, где температура должна достигать десятки миллионов градусов, почти все электроны будут оторваны

при таких температурах от атомных ядер из-за громадных скоростей частиц и наличия множества энергичных фотонов. Электроны и «голые» ядра имеют размеры в сотни тысяч раз меньшие, чем атомы, и поэтому основное время своей «жизни» они, так же как молекулы газа, проводят в свободном полете. Отсюда следовало,

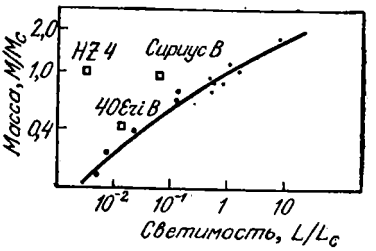


Рис. 3. Диаграмма масса — светимость. Точки обозначают нормальные звезды, массы которых были определены по движениям в двойной системе. Сплошная линия — теоретическое соотношение масса — светимость для звезд главной последовательности, впервые полученное А. Эддингтоном. Квадратики — белые карлики с известными массами

что состояние вещества в недрах звезд можно описывать уравнением состояния идеального газа $P=nkT$, где P — давление, n — концентрация всех частиц, T — температура, а $k=1{,}38\cdot10^{-16}$ эрг/К — так называемая постоянная Больцмана.

Эддингтон убедительно обосновал свои предположения с помощью существовавших тогда результатов наблюдений двойных звезд. К 20-м годам нашего столетия исследования двойных звездных систем позволили определить массу уже многих звезд. Оказалось, что если нанести на диаграмму масса — светимость данные о массе этих звезд, то почти все они расположатся вдоль вполне определенной кривой (рис. 3). Эта своего рода главная последовательность данной диаграммы была обусловлена тем, что подавляющее большинство звезд двойных систем принадлежали главной последовательности диаграммы температура — светимость (см. рис. 2) [6], включая и звезды-карлики этой последовательности, имеющие плотность порядка плотности воды (тем самым оправдывалось применение Эддингтоном уравнения состояния идеального газа для объяснения их структуры).

Эддингтон, кроме того, в своих расчетах получил,

[6] К тому времени еще не были определены массы красных гигантов, и их не было на диаграмме Эддингтона.

что применимость уравнения состояния идеального газа возможна лишь при плотностях звезд, не превышающих более чем в 100 тыс. раз плотность воды. На построенной им диаграмме масса — светимость (см. рис. 3) как раз две звезды — Сириус В и 40 Эридана В — резко выделялись от линии главной последовательности. Их плотность, как мы уже говорили, превышала этот предел Эддингтона и была порядка 10^5 г/см^3.

Таким образом, в 1924 г. был открыт совершенно новый тип звезд, за которым закрепилось название «белые карлики». Повторим, как оно возникло: «карлики» — потому что у них маленькие размеры, приводящие к низкой светимости, а «белые» — так как первые представители этого класса, Сириус В и 40 Эридана В — это горячие, бело-голубые звезды. Их главное внутреннее отличие — плотности белых карликов в тысячи раз выше, чем у других звезд, и они не подчиняются уравнению состояния идеального газа.

ПОИСК БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Первые белые карлики открыли в общем-то случайно. Часть из них обнаружили в двойных звездных системах (Сириус В, 40 Эридана В, Процион В). Другие находили среди «быстрых» звезд, что указывало на близость их к нам. Такие белые карлики носят имя того или иного составителя списка быстрых звезд и имеют соответствующий номер из этого списка (например, ван Маанен 2, Росс 627, Вольф 457).

Затем их стали искать систематически. Очевидно, что для этого надо было основываться на таких наблюдательных свойствах белых карликов, как низкая их светимость и более голубой цвет, чем у звезд главной последовательности с такой же светимостью (см. рис. 2). Но светимость можно оценить, только если известно расстояние до звезды. Точные расстояния до звезд, к сожалению, можно определить лишь с помощью очень трудоемкой процедуры измерения величины звездного параллакса. Так называют изменение видимого положения звезды вследствие перемещения наблюдателя. Обычно для определения расстояний до звезд используют так называемый годичный параллакс, обусловленный годичным движением Земли вокруг Солнца. В частности, совершенно невозможно найти параллаксы

миллионов слабых звезд, большинство которых так удалены от нас, что их звездные параллаксы просто ничтожно малы. Поэтому обычно используют другой способ выделения более близких среди всех относительно слабых звезд, не прибегая к расстояниям.

Все звезды, как известно, хоть и очень медленно для человеческого глаза, но движутся друг относительно друга в пространстве. Эти пространственные движения приводят к постепенному изменению относительного положения звезды на небе (мы уже говорили о Сириусе, который «ползет» по небу со скоростью 1,3″ в год). В астрономии ежегодное изменение положения звезды на небе называют ее собственным движением. Скорости движения звезд в пространстве вообще-то различаются, но все-таки не очень сильно. Поэтому-то собственные движения (т. е. видимые смещения на небе) более близких звезд в среднем всегда больше, чем более далеких. Чтобы выделить среди других звезды с большими собственными движениями, один и тот же участок неба дважды фотографируют с промежутком лет в десять (на одном и том же телескопе), а потом сравнивают две полученные пластинки. Те звезды, которые заметно сместились за этот промежуток времени, и являются относительно слабыми, исследуют более тщательно. При этом необходимо определить цвет отобранных звезд. Сначала это делают очень приближенно — путем фотографирования звезды на пластинках, чувствительных к разным цветам. Если на пластинке, снятой в голубых лучах, звезда кажется ярче, чем в красных, то она заносится в список подозреваемых «кандидатов» в белые карлики.

Самые обширные списки «кандидатов» в белые карлики составил американский астроном У. Лейтен. В течение более 40 лет он просматривал фотографии разных участков неба, содержащие звезды вплоть до самых слабых, находящихся на пределе доступности мощнейших телескопов, и, таким образом, нашел свыше 4500 подозреваемых «кандидатов». Пока эта работа еще далека до завершения — она пока охватывает лишь около 10% всей площади неба. Чтобы почувствовать масштаб этой работы, достаточно сказать, что Лейтену пришлось при этом просмотреть более ста миллионов звезд!

Существуют и другие подобные обзоры неба, прав-

да, менее глубокие (т. е. не доходящие до самых слабых звезд), но более широкие (охватывающие почти все небо), по сравнению с обзором Лейтена. Однако есть и другой метод поиска «кандидатов» в белые карлики, который выдвинули в 40-х годах М. Хьюмасон и Ф. Цвикки. Они предложили искать белые карлики там, где заведомо не должно быть далеких голубых звезд, т. е. где все слабые голубые звезды действительно имеют низкую светимость. Например, перед темными облаками пыли в Млечном Пути, или в направлении, перпендикулярном плоскости нашей Галактики[7].

Этот метод гораздо легче предыдущего — он не требует определения собственных движений звезд, занимающего большой промежуток времени. В первом же списке Хьюмасона и Цвикки, имеющем 48 звезд (обозначаемых по первым буквам фамилий авторов, например, HZ 43), было открыто 15 белых карликов в районе звездного скопления Гиады, которое расположено как раз перед темной межзвездной туманностью.

За первым списком Хьюмасона и Цвикки последовали работы и других авторов, использующих тот же метод поиска белых карликов. Самый обширный список «кандидатов» в белые карлики, полученный этим способом, принадлежит тому же Лейтену (свыше 20 000 звезд). Но белых карликов среди них оказалось очень мало — не более 10%. То же самое было характерно и для других подобных списков. Например, из 33 слабых голубых звезд, обнаруженных Хьюмасоном и Цвикки в области галактического полюса, только 2 действительно были белыми карликами, а остальные не были также и звездами главной последовательности. В результате этого был открыт совершенно новый тип звезд — «слабые голубые звезды высоких галактических широт». Они гораздо ярче белых карликов, но слабее звезд главной последовательности, от которых их также отличает низкое содержание металлов (т. е. остальных элементов, кроме водорода и гелия). Их еще называют горячими субкарликами. А среди самых слабых «кандидатов» в белые карлики из этих списков оказались самые мощные и самые необычные внегалактические объекты — квазары и квазаги.

[7] Так как голубые звезды главной последовательности не удаляются от плоскости Галактики, в которой лежит и наше Солнце, дальше, чем на несколько сотен парсек.

О ЧЕМ РАССКАЗЫВАЮТ СПЕКТРЫ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ?

Астрофизики давно уже научились расшифровывать спектры излучения звезд. По ним они узнают температуру, химический состав, размеры и светимость звезд. В то же время спектры белых карликов имеют много особенностей, что сильно затрудняет спектральный анализ их излучения. Начать с того, что спектры белых карликов довольно трудно получать — ведь эти звезды очень слабы. Если их излучение широко развернуть в спектрографе по длине волны, то на каждый квадратный миллиметр фотопластинки упадет так мало фотонов, что никакой спектр получить не удастся. Поэтому спектры белых карликов сильно не разворачивают и получают более компактными (как говорят, с низкой дисперсией). Для большинства белых карликов спектры получены с дисперсией 200 Å на 1 мм[8]. Для сравнения укажем, что весь видимый свет заключен в интервале длин волн λ от 4000 до 8000 Å.

В спектрах белых карликов можно различить сравнительно мало деталей, но тем не менее, их спектры так разнообразны, что «спектральная классификация» белых карликов по своей обширности не уступает общей спектральной классификации звезд. Рассмотрим более подробно основные особенности спектров белых карликов.

У первых открытых белых карликов в спектрах преобладали мощные линии водорода, так же, как и у обычных звезд спектрального класса А — поэтому их относили просто к спектральному классу А. Потом были открыты белые карлики с линиями гелия, со спектрами, похожими на спектры обычных звезд класса В, и их, следовательно, также относили к спектральному классу В. Но скоро стало очевидным, что спектры белых карликов принципиально отличаются от спектров обычных звезд.

Мы уже говорили, что у нормальных звезд ослабление линий водорода и усиление линий гелия в спектре связано просто с повышением температуры, а химический состав у них почти не меняется. А вот в белых кар-

---

[8] В последнее время яркие белые карлики стали снимать и с более высокой дисперсией.

ликах все оказалось не так. В их спектрах с линиями гелия обычно совсем нет линий водорода, хотя по температуре их атмосферы (например, 17 000 К) и при обычном химическом составе они там должны быть заметны. Или, наоборот, температура атмосферы белого карлика может быть 50 000 К, а в его спектре видны только линии водорода и нет следов гелия.

Когда выявились эти особенности, Лейтен предложил по-особому обозначать спектральные классы белых карликов: вместо А писать DA, вместо В — DB и т. д. (буква D является первой в английских словах dense — плотный, degenerate — вырожденный, dwarf — карлик). Получением спектров белых карликов в основном занимался Дж. Гринстейн, работавший на 5-метровом телескопе в Маунт Паломар[9]. Гринстейн сделал попытку уточнить эту классификацию: к классу DA (самому многочисленному) от отнес белые карлики, если в их спектрах имелись линии водорода, а гелий отсутствовал (от обычных звезд они отличаются еще и тем, что линии их спектров в несколько раз шире); к классу DB, — если гелий в спектре есть, а водород отсутствует; к классу DO, — если в спектрах есть линии как ионизованного и неионизованного гелия, так и водорода. Белые карлики классов DF, DG и DK не имеют в спектре линий водорода; в основном для этих спектров характерны немногочисленные линии кальция, иногда железа и других металлов, а по цвету они сходны со звездами спектральных классов F, G и K главной последовательности. Кроме этого, существует много белых карликов, у которых вообще не видно линий в спектре (только непрерывный спектр!) — их обозначили DC (от continuous — непрерыный). Обнаружены белые карлики и с очень непонятными спектрами, линии и полосы которых неясно, к каким элементам или соединениям относятся. Такие белые карлики классифицируют по длине волны характерной детали в спектре (например, λ 4670 и λ 4135) или специальными буквами — DXC, DXP.

Выясним теперь, какова причина этих спектральных особенностей белых карликов. Начнем со странного поведения водородных и гелиевых линий при разных температурах их звездных атмосфер. Как вообще может

[9] До недавнего времени это был крупнейший телескоп в мире. Сейчас он уступает 6-метровому телескопу САО АН СССР.

получиться, что водород дает мощные линии в спектрах белых карликов при температурах 20 000—30 000 К, которые не исчезают даже при температуре 100 000 К? В обычных звездах с ростом температуры атмосферы, как уже говорилось, водород все сильнее ионизуется, его линии слабеют и исчезают. Следовательно, ионизация водорода в атмосферах белых карликов чем-то должна сдерживаться. Оказалось, что «виновником» этого является высокое давление (и плотность) в их атмосферах.

Посмотрим, чем определяется состояние ионизации газа. Предположим, что мы поместили холодный неионизованный газ в полость с высокой температурой, т. е. в некую воображаемую «печь». Излучение полости (свойства которого — цвет, энергия — определяются только температурой) начнет нагревать газ. Часть атомов может поглотить фотоны достаточно большой энергии, так что их внешние электроны в результате этого процесса окажутся оторванными от этих атомов — это, собственно говоря, и есть ионизация атомов. Но как только в газе появятся свободные электроны, начнется и обратный процесс: электрон, встретивший ион, может захватиться последним и излучить фотон — произойдет рекомбинация. Конечное, равновесное, состояние газа определяется равенством между этими прямыми и обратными процессами. Здесь-то и сказывается плотность газа. Если она мала, то встречи электронов с ионами будут очень редки, и ионизация будет происходить чаще, т. е. бо́льшая часть атомов будет ионизована. Ведь ионизация определяется излучением, т. е. температурой, а рекомбинация пропорциональна числу свободных электронов. Если же плотность, наоборот, велика, то рекомбинаций при той же температуре будет больше, и равновесие установится, когда доля ионизованных атомов будет меньше [10].

---

[10] Правда, допустима и такая возможность — плотность и температура газа так высоки, что электроны и сами могут соударяться с нейтральными атомами и соответственно ионизовывать их (число этих процессов также будет расти с увеличением числа электронов, а значит — с увеличением плотности). Однако с ростом плотности возникает также и новый процесс рекомбинации: два электрона могут сблизиться с ионом так, что один захватится ионом, но не излучит энергию в виде фотона, а отдаст ее второму электрону, который улетит с еще большей скоростью. Вероятность этого процесса будет пропорциональна уже квадрату числа элект-

(продолжение сноски см. на стр. 20)

Итак, хотя бы частично спектры белых карликов стали нам понятны — линии водорода сохраняются в спектрах DA-карликов при очень высокой температуре из-за высокой плотности в их атмосфере. Но почему же они не видны в спектрах звезд класса DB, где сильны линии гелия, а температуры атмосфер могут быть и ниже, чем в DA-карликах? Ведь не мог же водород весь ионизоваться, раз его нейтральные атомы «выживают» и при более высоких температурах. И даже больше того — из-за низкой прозрачности водорода его линии должны доминировать в спектрах при температурах, характерных для DB-карликов, даже если примесь водорода составляет хотя бы 1%! Приходится заключить, что водорода в атмосферах белых карликов класса DB практически нет — точный расчет показывает, что его должно быть там, по крайней мере, в 100 тыс. раз меньше, чем гелия!

Этот факт исключительно важен. В атмосферах всех других звезд водород — это самый распространенный элемент. Обычно его там не меньше 70% по массе. Тем самым белые карлики класса DB выделяются среди звезд не только своими чудовищными плотностями, но и совершенно необычным составом — их атмосферы почти полностью «очищены» от водорода.

Вообще говоря, необычным составом отличаются и атмосферы белых карликов класса DA — нам теперь стало понятным, почему линии водорода сохраняются в их спектрах при громадных температурах, но почему же не видны линии гелия? Ведь он при таких температурах должен находиться в довольно сильно возбужденном состоянии. И здесь приходится сделать вывод об аномалии химического состава, но в обратную сторону: при высоких температурах ($\geqslant 20\,000$ К) в атмосферах DA-звезд почти нет гелия. Из расчетов моделей атмосфер получается, что его обычно в сотни раз меньше, чем в нормальных звездах. Про более холодные DA-звезды ($T < 20\,000$ К) этого сказать уже нельзя, так как гелий в их спектрах уже не проявляется, даже если он есть в атмосферах этих звезд.

ронов, так как теперь в столкновении участвуют два электрона. Следовательно, процессы рекомбинации все же будут преобладать при высокой плотности над процессом ионизации (вообще, это правило верно и для любых других процессов ионизации и рекомбинации).

Подчеркнем еще раз, что, говоря о температуре, плотности и давлении в атмосфере, при истолковании спектров, мы вкладываем в эти понятия строго определенный смысл. Значения этих величин относятся к тому слою атмосферы звезды, излучение которого свободно доходит до нас — более глубокие слои мы уже не видим. Необходимо четко различать, например, среднее значение плотности в звезде и значение плотности в атмосфере. Мы говорили, что средняя плотность Солнца 1,4 г/см^3, а у белых карликов — 10^5—10^6 г/см^3. Плотность в атмосфере Солнца $3 \cdot 10^{-7}$ г/см^3, а в атмосфере белых карликов — 10^{-5}—10^{-3} г/см^3, т. е. различие здесь поменьше. То же относится и к давлению.

Так же, как и в земной атмосфере, давление в атмосфере звезды определяется соотношением $P=mg$, где m — масса газа, лежащего выше данного атмосферного уровня над 1 см^2 поверхности, а g — ускорение силы тяжести. В зависимости от химического состава степень прозрачности газа может быть разной. При высокой прозрачности атмосферы мы смотрим в глубь звезды сквозь большее число атомов газа, т е. значение массы m в данном случае больше, чем при низкой прозрачности. Поэтому при одинаковом ускорении силы тяжести g давление атмосферы может быть разным. Например, у звезды ван Маанен 2 давление в атмосфере в 100 раз выше, чем у белых карликов класса DA той же массы. Это объясняется тем, что атмосфера звезды ван Маанен 2 почти лишена водорода (так же, как и у карликов DB) — самого непрозрачного вещества при температуре 5000 К, — и мы просто видим область более высокого давления.

По закону всемирного тяготения Ньютона ускорение силы тяжести на поверхности звезды определяется соотношением $g=GM/R^2$, где M — масса, R — радиус звезды, а G — постоянная тяготения. Поскольку массы белых карликов близки к массам обычных звезд, а радиусы в 100 раз меньше, получаем, что ускорение g на их поверхности очень велико, порядка 10^7—10^8 см/с^2. Вспомним, что на Земле $g=980$ см/с^2, т. е. на белых карликах оно в 10—100 тыс. раз выше (человек весил бы на белом карлике столько же, сколько на Земле весит океанский лайнер!). Любое тело при своем свободном падении на поверхность белого карлика за первую секунду пролетит не 4,9 м, как на Земле, а несколько

сот километров! Большая сила тяжести в атмосфере звезды и приводит к высокому давлению газа и к связанным с ним эффектам.

Частично с эффектами давления мы уже познакомились — оно помогло нам объяснить наличие водородных линий при высоких температурах. Теперь рассмотрим причину уширения линий в спектрах DA-карликов. Большая ширина спектральных линий (в особенности водородных) — это важный признак, который позволяет отличить белый карлик от обычной звезды класса А, даже если расстояние до него неизвестно.

Сначала вспомним, что наличие спектральных линий связано с существованием в атоме определенных уровней энергии возбуждения. Если бы электроны могли «летать» по любым орбитам вокруг атомного ядра, то они поглощали бы свет любой длины волны, и никаких дискретных линий в спектре не было бы. Если атом находится в газовой среде, то на положение орбит его электронов могут влиять соседние ионы. (Подобный эффект был обнаружен на Земле при лабораторных опытах и получил названия эффекта Штарка.)

Когда давление и плотность в атмосфере звезды невысоки, то расстояния между атомами и ионами велики, и другие ионы (ядра) почти не влияют на спектр. Но если плотность достаточно высока, как, например, в атмосферах белых карликов, то смещение уровней становится очень сильным. Очевидно, что в некоторый фиксированный момент времени все атомы находятся, вообще говоря, в различных состояних возбуждения: у одного уровни сдвинуты сильнее, у другого слабее. Эти два атома поглотят фотоны разных длин волн, а суммарный эффект всех атомов проявится в том, что линия поглощения будет выглядеть уширенной. Это явление называют уширением линий давлением.

Свойства атома водорода таковы, что он наиболее восприимчив к воздействию соседних ионов, и поэтому эффект Штарка сильнее всего проявляется в линиях водорода. Однако и в атмосферах белых карликов, бедных водородом, уширение линий давлением очень существенно (в линиях других элементов). Поскольку уширение линий прямо связано с давлением газа в атмосфере, этот эффект можно использовать для определения ускорения силы тяжести на поверхности белого карлика.

Измерив уширение линии, теоретически вычисляют, какое давление P соответствует такому уширению. Зная степень прозрачности вещества, находят m, т. е. массу прозрачных слоев атмосферы белого карлика, лежащих над поверхностью площадью в 1 см^2. А затем из соотношения $P=mg$ получают ускорение силы тяжести g.

Итак, для расшифровки спектра необходимо знать распределение энергии излучения по длине волны, а также ширину различных линий. На основании известного спектрального распределения энергии рассчитывают строение атмосферы звезды, т. е. подбирают такие значения эффективной температуры $T_{эф}$, ускорения силы тяжести g и такой химический состав атмосферы, чтобы рассчитанный спектр излучения совпадал в достаточной степени с наблюдаемым (рис. 4). Для белых

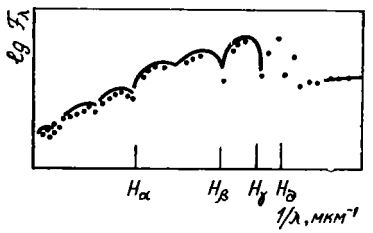


Рис. 4. Распределение энергии по спектру типичной DA-звезды Вольф 485. Линия обозначает спектральное распределение согласно теоретической модели атмосферы с $T_{эф}=15\,500$ К и ускорением силы тяжести $g=3\cdot10^8$ см/с^2

карликов такой расчет гораздо более сложен, чем для обычных звезд: во-первых, из-за высокого давления в их атмосферах трудно точно вычислить уширение спектральных линий, во-вторых, часто встречается совершенно аномальный химический состав атмосферы, для которого плохо известны законы зависимости прозрачности вещества от температуры и плотности, и, в-третьих, в обычных звездах спектральные линии поглощения узки, и поэтому обычно пренебрегают количеством поглощенной энергии. В белых карликах, с их широкими линиями, это может привести к неверному результату — поглощенная в линиях энергия, переизлучаясь, может привести к значительному нагреву атмосферы и это надо учитывать.

Несмотря на все эти трудности, метод спектрального анализа по отношению к белым карликам дал интересные результаты, которые приводим ниже:

1. Большинство белых карликов принадлежит к классу DA (с линиями водорода), и эффективные тем-

пературы их атмосфер лежат в пределах от 6000 до 110 000 К. Атмосферы белых карликов этого класса состоят в основном из водорода, а содержание других элементов, в частности, гелия может быть близко к составу обычных звезд (при высокой температуре такой белый карлик относят к классу DO), но может быть в сотни раз ниже.

2. Атмосферы белых карликов класса DB (с линиями гелия) состоят почти из чистого гелия (водорода там в сотни тысяч раз меньше, чем гелия), а содержание тяжелых элементов, по крайней мере, в сотни раз ниже, чем у обычных звезд. Эффективные температуры атмосфер этих белых карликов от 11 000 до 20 000 К.

3. Эффективные температуры атмосфер DC-карликов (непрерывный спектр) близки к 10 000 К (и ниже). Отсутствие линий в их спектрах скорее всего объясняется тем, что их атмосферы также состоят из чистого гелия, а при низких температурах он уже не дает спектральных линий, хотя иногда возможны и другие причины отсутствия линий.

4. Эффективные температуры атмосфер спектральных классов DF и DG лежат в более широком диапазоне, чем у обычных звезд классов F и G — от 4500 до 9000 К. Их атмосферы тоже очень часто бедны водородом.

Помимо значений эффективной температуры $T_{эф}$, ускорения силы тяжести g и химического состава атмосфер, анализ спектров позволил узнать многое о движениях белых карликов в пространстве и о их вращении, но об этом мы поговорим позднее. А пока посмотрим, как анализ спектров помогает по «наружности» белого карлика понять его внутреннее строение.

НЕДРА БЕЛЫХ КАРЛИКОВ — ВЫРОЖДЕННОЕ ВЕЩЕСТВО

Белые карлики, как и все звезды, существуют благодаря равенству сил тяготения (гравитации), стремящихся сжать звезду, и сил давления вещества, сопротивляющихся этому сжатию. Равенство этих сил осуществляется и во внешних и в самых глубоких слоях звезды. О внешних слоях белых карликов (т. е. об атмосферах) мы говорили выше. Вещество в этих слоях представляет собой горячий (с температурой до

100 тыс. К) частично ионизованный газ («плазму») с плотностью порядка плотности воздуха на уровне моря (или даже ниже). Свойства такой плазмы достаточно хорошо известны. А вот внутри белых карликов плотности могут доходить до величины 10^7 г/см^3 и выше — такие плотности пока недостижимы на Земле.

Каковы свойства вещества при таких плотностях? Как устроены недра белых карликов?

Мы уже говорили, что ускорения силы тяжести на поверхностях белых карликов очень высоки. Оценим теперь давление, необходимое, чтобы при таких значениях ускорения силы тяжести удержать звезду в равновесии от сжатия гравитацией.

Сделать это довольно просто. По закону тяготения Ньютона любые две полусферы звезды общей массой M притягиваются друг к другу с силой порядка GM^2/R^2 ($G=6{,}67\cdot10^{-7}$ см^3/г$\cdot$с^2 — постоянная тяготения). Эта сила распределяется на площадь их сечения — порядка R^2. Поскольку давление равняется силе, деленной на площадь, получаем, что звезда будет в равновесии, если этой силе противостоит давление $P\sim GM^2/R^4$. Таким образом, давление растет как R^{-4} и должно быть в 10^7 (т. е. в 10 миллионов!) раз выше, чем внутри Солнца, где оно составляет 10^5 Мбар.

Чем же поддерживается это чудовищное давление? Простое тепловое движение, обусловливающее давление идеального газа $P=nkT$ в обычных звездах, явно не подходит: оно приводит к противоречию с соотношением масса — светимость Эддингтона. Да и температуры тут требуются в сотни раз выше, чем в обычных звездах, т. е. миллиарды градусов. Этот вопрос возник после уже упомянутой работы Эддингтона 1924 г. Однако вскоре загадка звездных недр прояснилась, и это стало возможным после того, как нам стала более понятна структура атома.

В 1925 г. немецкий физик В. Паули вывел следующий принцип — на одной «орбите» вокруг ядра атома (как говорят, в одном квантовом состоянии) может находиться не более одного электрона. Если какое-то состояние занято одним электроном, то другой может попасть только на свободную орбиту. Когда атом ничем не возбуждается, все электроны стремятся занять состояние с возможно более низкой энергией (санки скатываются с горы, но сами в гору не лезут). Но принцип

Паули не дает им всем свалиться на самую «близкую» к ядру орбиту, а заставляет их двигаться по менее низким. Это и обеспечивает разнообразие химических свойств атомов и спектров их излучения.

Огромное значение принципа Паули тут же осознал выдающийся итальянский физик Э. Ферми. Он, в частности, предположил, что принципу Паули должны подчиняться все частицы и в любой системе, например в газе, а не только в атоме. Впоследствии оказалось, что это не совсем так — есть частицы и не подчиняющиеся принципу Паули, но во всяком случае предположение Ферми оказалось верным для электронов, для входящих в состав ядра атома протонов и нейтронов, а также для многих других частиц, которые теперь называют фермионами.

Ферми рассмотрел свойства «идеального» газа фермионов и установил, что давление в нем обеспечивается быстрыми частицами, которые даже при абсолютном нуле температуры обладают огромными скоростями, так как принцип Паули не дает им возможности «успокоиться» — все нижние состояния энергии в таком газе уже заняты. Конечно, этот газ является «идеальным» только в том смысле, что в нем энергией взаимодействия частиц между собой можно пренебречь по сравнению с их кинетической энергией, но свойства такого газа резко отличаются от свойств обычного идеального газа. Такой газ называют «вырожденным идеальным газом». Чтобы не было путаницы, мы будем называть этот газ просто вырожденным.

В 1926 г. английский физик Р. Фаулер применил теорию Ферми к белым карликам и установил, что громадные давления в их недрах могут объясняться давлением вырожденного газа электронов. Это было первое успешное применение теории Ферми. Только позднее она нашла себе многочисленные приложения в «земной» физике.

Рассмотрим теперь более подробно основные свойства вырожденного газа [11]. Давление вырожденного газа — это эффект чисто квантовый. В то же время дав-

---

[11] При дальнейших вычислениях мы будем пренебрегать множителями, близкими к единице. Это сильно упростит математические выкладки, но тем не менее полученный результат ничем не будет отличаться от правильного, полученного более сложным путем.

ление равно силе, действующей на площадку единичного размера. Но по второму закону Ньютона сила — это изменение импульса за одну секунду (импульсом p называют произведение массы m на скорость v: $p=mv$). В газе с концентрацией частиц n, летящих со средней скоростью v, через единичную площадку за 1 с пролетает примерно nv частиц. Если средний импульс частиц равен p, то они создадут давление $P=pnv$. Посмотрим теперь, как средний импульс p связан с концентрацией частиц n.

По предположению Де Бройля любая частица с импульсом p во многих отношениях ведет себя как волна длиной $\lambda=h/p$, где $h=6{,}6\cdot10^{-27}$ эрг · с — фундаментальная постоянная Планка. Волновые свойства фермионов проявляются, в частности, в том, что два фермиона, имеющие точно одинаковый импульс, имеют и точно одинаковую длину волны, а такие волны должны «гасить» друг друга. Это, собственно, и определяет принцип Паули — два фермиона не могут двигаться по одной «орбите»: если они слишком сильно сблизятся, то их импульсы должны различаться.

В частности, если концентрация фермионов равна n, то длина волны λ должна быть в среднем меньше среднего расстояния между такими частицами: $\lambda\leqslant n^{-1/3}$ Отсюда средний импульс этих частиц $\geqslant hn^{1/3}$, т. е. импульс фермионов должен расти с увеличением концентрации частиц. Используя выражение для давления $P=pnv=p^2n/m$, получим: $P\geqslant h^2n^{5/3}/m$. Знак равенства в этом выражении соответствует случаю, когда фермионы полностью «упакованы» (расстояния между ними минимально допустимые). Если нагревать такой газ, то импульсы частиц и давление смогут только увеличиваться. Значит, состояние с наименьшим давлением соответствует абсолютному нулю температуры ($T=0$ K).

Итак, мы нашли, что даже абсолютно холодному газу фермионов соответствует некоторая величина давления: $P_ф=h^2n^{5/3}/m$, которую часто называют давлением Ферми, а газ с таким давлением при абсолютном нуле температуры — абсолютно вырожденным.

В общем случае, когда температура газа T не равна нулю, давление Ферми можно сравнить с тепловым давлением классического идеального газа $P=nkT$. Сравнивая оба выражения для давлений, видим, что при концентрации $n^{2/3}>kTm/h^2$ давление Ферми больше тепло-

вого. В этом случае и говорят, что наступает вырождение, т. е. состояние, когда из-за сближения частиц они вынуждены иметь высокие скорости независимо от температуры. Вырождение может иметь место или при очень высоких концентрациях (т. е. плотностях) газа, или при очень низких температурах. Из данного условия вырождения видно, что последнее наступает раньше для газа с легкими частицами (с малыми m).

Температуры в недрах наблюдаемых белых карликов составляют миллионы градусов. При таких температурах вещество полностью ионизовано (все электроны свободны) и представляет собой горячую плотную плазму. Необходимо подчеркнуть, что при $\varrho > 10^6$ г/см^3 электроны будут свободными даже при $T=0$ К: атомы при этом так тесно сблизятся, что все электроны «обобществятся» — произойдет так называемая ионизация давлением (в этом случае плазма остается абсолютно холодной!).

Итак, внутри горячего белого карлика должна быть смесь двух газов — электронного и ионного. Их температуры равны, но масса электронов в тысячи раз меньше массы ионов. Поэтому давление Ферми электронов во столько же раз выше соответствующего давления ионов, и при плотностях белых карликов вырождение электронов должно наступить при температурах в десятки миллионов градусов.

Чтобы убедиться в этом, выразим давление через плотность. Концентрация электронов n связана с плотностью ϱ довольно просто. Вещество белых карликов в целом электронейтрально, поэтому n равно концентрации протонов, определяющих заряд ядра; причем электроны никакого вклада в плотность практически не дают (они почти в 2000 раз легче протонов и нейтронов). Рассмотрим теперь вклад в плотность нейтральных частиц — нейтронов. В водородной плазме их нет, а концентрация протонов просто равна плотности, деленной на массу протона ($m_p = 1{,}7 \cdot 10^{-24}$ г): $n = \varrho / m_p$. В ядрах гелия ^{4}He и углерода ^{12}C протонов столько же, сколько нейтронов — поэтому протоны дают только половину вклада в плотность таких газов: $n = \varrho / 2m_p$. Последнее соотношение приближенно верно и для других тяжелых ядер, хотя относительное число нейтронов постепенно увеличивается (например, ^{56}Fe содержит 26 протонов и 30 нейтронов). Таким образом, получаем, что в водо-

родной плазме концентрация электронов (а, значит, и давление) выше, чем в других веществах при той же плотности.

Выразив концентрацию электронов через плотность и подставив все численные значения, получим давление вырожденного электронного газа $P_ф = 3\varrho^{5/3}$ Мбар (коэффициент в этом выражении может слегка меняться из-за изменения отношения числа протонов к числу нейтронов в ядре, а для водородной плазмы он больше в три с лишним раза).

Условие вырождения теперь запишется следующим образом: $\varrho > 10^{-8} T^{3/2}$ г/см^3 (оно справедливо для большинства ядер; для водорода — в два раза слабее). Из него видно, что при плотностях $\varrho = 10^5$ г/см^3 давление вырожденных электронов больше теплового при всех температурах вплоть до 0,5 млрд. К. Значит, вплоть до таких огромных температур давление определяется практически только плотностью, а температура дает лишь незначительный эффект. Таким образом, давление при данной плотности будет почти одинаковым и в веществе, нагретом, например, до 100 млн. К, и в абсолютно холодном.

Подчеркнем еще раз, что белый карлик держится в равновесии на самых легких частицах — электронах (и именно благодаря их малой массе). Давление ядер (ионов) чисто тепловое, оно гораздо ниже давления Ферми электронов. Вообще говоря, трудно представить себе, как тяжелые ядра в таком плотном веществе удерживаются от взаимного гравитационного притяжения. И хотя электроны действительно имеют очень высокие скорости из-за принципа Паули (т. е. высокие импульсы), но как раз по этому принципу электрон не может отдать при столкновении свой импульс ядру, находясь в вырожденном состоянии (ведь все движения с малым импульсом для него запрещены).

Дело в том, что электроны, как и ядра (ионы), являются заряженными частицами. Обладая огромной скоростью, электроны стремятся разлететься, но ионы-ядра не пускают их своим электрическим притяжением. С другой стороны, по третьему закону Ньютона (действие равно противодействию) ионы сами испытывают со стороны электронов электростатическую силу, направленную наружу, которая и удерживает их в равновесии, подавляя их взаимное гравитационное притяже-

ние, направленное внутрь звезды. В конечном итоге все выглядит так, как будто давление Ферми электронного газа действует на вещество в целом (поэтому электрическими силами можно пренебречь).

Подведем теперь итог. Температуры в недрах белых карликов значительно ниже температуры вырождения, поэтому давлением Ферми можно объяснить их равновесную структуру — таков был вывод Фаулера. Его вывод можно было проверить с помощью наблюдений, так как теория Фаулера имела еще одно следствие — радиус белого карлика при заданном химическом составе плазмы в его недрах однозначно определяется его массой.

Рассмотрим, откуда получается этот результат. В начале этого раздела мы вывели зависимость давления внутри звезды от массы и радиуса: $P \sim GM^2/R^4$. В белом карлике давление однозначно связано с плотностью, а плотность тоже зависит только от массы и радиуса звезды: $\varrho \sim M/R^3$. Поскольку давление пропорционально плотности в степени $^5/_3$, получаем $P \sim \sim M^{5/3}/R^5$. Сравнивая оба выражения для давления, мы видим, что между массой и радиусом действительно имеется однозначная связь: при данной массе звезда «выбирает» такой радиус, при котором оба соотношения для давления дают одно и то же значение (рис. 5).

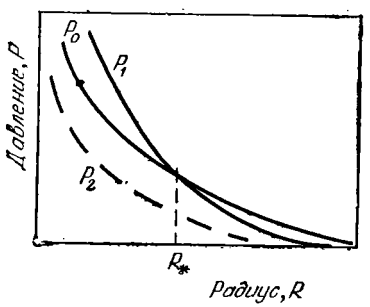


Рис. 5. Зависимость среднего давления от радиуса для звезды фиксированной массы. P_1 — давление при законе $^5/_3$ (давление пропорционально R^{-5}). P_0 — давление, необходимое для равновесия (пропорционально R^{-4}). Видно, что звезда всегда может достичь равновесного радиуса R_*. P_2 — давление при законе $^4/_3$ (пропорционально R^{-4}). Равновесие в этом случае невозможно.

Заметим, что зависимость от радиуса в этих соотношениях разная (именно это обстоятельство и позволяет двум кривым на рис. 5 пересечься).

Итак, опять, опуская все коэффициенты, имеем: $M^{5/3}/R^5 \sim M^2/R^4$, откуда получается зависимость $R \sim$

$\sim M^{-1/3}$ — чем больше масса белого карлика, тем меньше его радиус (это и есть соотношение Фаулера). Конечно, сам Фаулер получил его с учетом всех численных коэффициентов (которые мы опустили).

Напомним, что наибольшие отличия в уравнении состояния, а значит, и в соотношении масса — радиус должны быть для водорода. При одинаковой массе белый карлик, состоящий из водорода, должен иметь радиус в три с лишним раза больше, чем белый карлик из гелия или углерода и т. п., так как при одинаковой плотности давление водородной плазмы выше.

Простое соотношение Фаулера казалось очень привлекательным. Однако уже в 1928—1930 гг. ряд физиков пришел к выводу, что поведение вырожденного давления при больших плотностях сложнее, чем по простой теории Фаулера. Первым это понял советский ученый Я. И. Френкель.

При выводе закона давления вырожденного газа мы пользовались скоростью электронов $v=p/m$ (p — импульс, m — масса). Но эту формулу можно применять, только пока v много меньше, чем скорость света c, равная 300 тыс. км/с (т. е., как говорят, при нерелятивистских скоростях), потому что согласно специальной теории относительности никакая частица не может двигаться быстрее света. Однако уже при плотностях $\varrho \approx 10^6$ г/см^3, которые вполне типичны для центральных областей белых карликов, из выражения для импульса $p=hn^{1/3}$ получаем $p \approx mc$ (т. е. скорость v приблизительно равна скорости света c).

В этом (релятивистском) случае надо везде вместо v употреблять c. Поэтому давление Ферми равно $p_Ф = pnv = pnc = hcn^{4/3}$, т. е. получилась другая степень: не $^5/_3$, а $^4/_3$. Через плотность ϱ[г/см^3] эта зависимость выражается следующим образом: $P=500\ \varrho^{4/3}$ Мбар. Соотношение $P \sim \varrho^{5/3}$ можно применять лишь при плотностях, существенно меньших 10^6 г/см^3, а выражение $P \sim \varrho^{4/3}$ — при ϱ заметно больших 10^6 г/см^3. При промежуточных значениях плотности для точных расчетов применяют гораздо более сложную формулу, но мы не будем здесь ее приводить, так как и эти две простые зависимости давления от плотности почти плавно «сшиваются» при $\varrho \approx 2 \cdot 10^6$ г/см^3.

Из-за изменения связи давления с плотностью изме-

няется и вид зависимости масса — радиус, полученный Фаулером. Для белых карликов с массой до 0,5 M_C плотности во всем объеме еще не слишком высоки, и соотношение Фаулера прекрасно выполняется. Но при массе 0,5 M_C в центре уже достигается плотность $2 \cdot 10^6$ г/см^3, т. е. скорости электронов приближаются там к скорости света c и дальше расти не могут. Поэтому при дальнейшем повышении массы (а значит, и плотности) давление не может расти так же быстро, как раньше — вступает в силу закон $P \sim \varrho^{4/3}$. Но раз давление теперь меньше, чем при законе $P \sim \varrho^{5/3}$, оно слабее сопротивляется сжатию звезды силами тяготения. Таким образом, при данной массе звезда сожмется до меньшего радиуса, чем получалось из закона Фаулера $R \sim M^{-1/3}$. Тем самым при добавлении такого же относительного количества массы плотность повысится сильнее, чем раньше. Следовательно, закон $P \sim \varrho^{4/3}$ охватит еще бо́льшую долю массы звезды, и она будет еще слабее сопротивляться гравитационному сжатию.

Если раньше давление вело себя как R^{-5} и могло всегда «догнать» значение GM^2/R^4, необходимое для равновесия (см. рис. 5) при достаточном сжатии, то теперь оно все ближе подходит к закону $P \sim \varrho^{4/3} \sim (M/R^3)^{4/3} = M^{4/3}/R^4$. Наконец, масса достигает такой величины, что соотношение $P \sim M^{4/3}/R^4$ будет выполняться практически точно. Тогда при дальнейшем сжатии звезды давление плазмы никак не сможет противостоять силам гравитации: ведь оно теперь меняется как R^{-4}, а равновесие требует, чтобы давление менялось быстрее R^{-4}. Значит, при достижении этой массы звезда будет неумолимо подвержена гравитационному сжатию (коллапсу).

Это следует и из расчета структуры белых карликов с точным уравнением состояния. Кривая масса — радиус, полученная из этих расчетов, приведена на рис. 6. И мы видим, что, хотя по теории Фаулера равновесие было возможно для любой массы, точные расчеты указывают на наличие предельной массы, при которой радиус «обращается в нуль». Значение этой массы равно приблизительно 1,4 M_C (для водородных белых карликов 5,7 M_C). Наиболее полные расчеты этой кривой, показанной на рис. 6, провел американский астрофизик С. Чандрасекхар. В 1935 г. он получил значение пре-

дельной массы белых карликов, которое часто называют «чандрасекхаровским пределом» [12].

Итак, теория привела к удивительному выводу — при массе больше предельной равновесие вырожденной звезды невозможно! Этот вывод был настолько неожиданным, что многие астрономы долго отказывались его

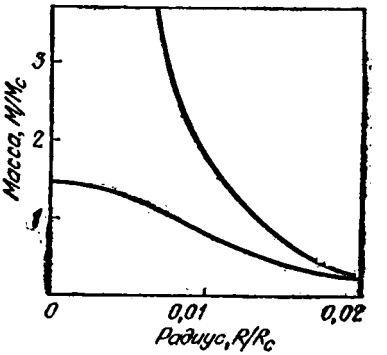


Рис. 6. Зависимость масса — радиус по теории Фаулера (верхняя кривая) и по теории Чандрасекхара (нижняя кривая). Равновесие белого карлика с массой, превышающей предельное значение (1,4 M_c) по второй теории невозможно

признать. Эддингтон, например, решил, что такой вывод служит доказательством («от противного») ошибочности исходных положений теории. Ведь обычные звезды могут иметь массу, в десятки раз превышающую этот предел. Казалось неизбежным, что они в конце концов остынут и достигнут вырожденного состояния. Что же ждет эти звезды, если их равновесие невозможно? Поэтому Эддингтон склонялся к теории Фаулера, не дающей ограничения на массу звезды, но данные наблюдений были тогда слишком скудны и ненадежны, чтобы решить, какая теория ближе к действительности.

Таким образом, белые карлики поставили перед учеными целый ряд проблем. Верно ли мы понимаем их природу? Как они связаны с «жизнью» других звезд? Как они сами «живут»?

Ответить на эти вопросы могла только совместная работа и теоретиков, и наблюдателей. Наиболее цен-

[12] На самом деле такие расчеты значительно раньше провел ученик Я. И. Френкеля, молодой талантливый физик М. П. Бронштейн, а точное значение «чандрасекхаровского предела» получил выдающийся советский физик Л. Д. Ландау еще в 1932 г.

ную информацию здесь принесли и продолжают приносить спектры белых карликов. В частности, они помогают проверить соотношение масса — радиус, причем двумя различными способами.

ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ МАССА — РАДИУС

Мы уже говорили, как находят радиус звезды по светимости (когда расстояние до нее известно) и эффективной температуре, которую определяют по спектральному распределению энергии. Светимость равняется потоку излучения со всей видимой поверхности звезды, а эффективная температура позволяет получить (закон Стефана — Больцмана) поток с единицы площади этой поверхности. Деля одно на другое, находят площадь поверхности, а отсюда и радиус.

Однако в этой простой на первый взгляд схеме есть одна трудность. Эффективная температура дает полный поток излучения 1 см^2 поверхности во всех длинах волн, а поэтому и светимость звезды нужно знать во всех длинах волн λ. Но звезды наблюдаются только в некоторых ограниченных интервалах λ. Например, с земной поверхности возможны наблюдения белых карликов в диапазоне длин волн $3200 \leqslant \lambda \leqslant 10\,000$ Å, в то время как больше половины потока излучения горячих белых карликов приходится на длины волн $\lambda < 3200$ Å (на ультрафиолетовую область спектра). При определении светимости можно недосчитаться доли излучения, выходящего за рамки частотной чувствительности приемной аппаратуры.

В связи с этим в современных работах радиусы определяют немного по-другому. Построив модель атмосферы, «подгоняют» теоретический поток к наблюдаемому (см. рис. 4). После этого становится известным поток, излученный 1 см^2 поверхности звезды на любой наблюдаемой длине волны. Дойдя до Земли, этот поток уменьшается в $(d/R)^2$ раз (d — расстояние до звезды, R — ее радиус). Значит, померив на Земле поток излучения звезды на определенной длине волны, можно найти отношение d/R, а отсюда и радиус звезды R, если расстояние до нее d известно. С помощью такой процедуры радиусы определены у нескольких десятков белых карликов. Следует отметить, что наибольшую неоп-

ределенность в значениях радиусов, определенных таким способом, вносят ошибки в оценке расстояний d до звезды, т. е. в параллаксах. Тем не менее с прогрессом техники наблюдений значения радиусов становятся известны все точнее.

С массами дело обстоит хуже. Непосредственно их можно определить только по движениям в двойной системе. Белые карлики довольно часто входят в состав двойных — из 15 ближайших 5 является членами двойных систем, а в списках Лейтена их около двухсот. Но, к сожалению, почти все эти системы сильно «разделенные» (периоды их обращения не меньше сотен и даже тысяч лет) [13]. Поэтому пока период и положение центра масс удалось найти только в трех таких системах — Сириус, 40 Эридана и Процион. И соответственно масса непосредственно померена только у белых карликов Сириус B (1 M_C), 40 Эридана B (0,4 M_C) и Процион B (0,6 M_C).

Что же дали эти три белых карлика для проверки соотношения масса — радиус? Процион B пока ничего «не дал», так как его спектр и даже светимость пока не удалось измерить точно — сильно мешает свет от Проциона A. В связи с этим радиус Проциона B до сих пор неизвестен.

Радиус белого карлика 40 Эридана B, определенный по потоку его излучения, составляет $R=0{,}013\ R_C=$ $=9200$ км (это всего лишь немного больше радиуса Земли). Это значение хорошо согласуется с теоретическим, рассчитанным при предположении, что 40 Эридана B полностью лишен водорода: $R=10\,000$ км, если белый карлик состоит только из гелия или углерода, и $R=8400$ км, если он состоит только из железа (радиус железного карлика меньше гелиевого или углеродного, так как на атомную единицу массы ядра $^{56}_{26}$F приходится $^{26}/_{56}$ электронов, что меньше $^1/_2$ в случае в $^4_2$He ($^2/_4$) и $^{12}_6$C ($^6/_{12}$), т. е. чем меньше электронов, тем слабее давление и меньше радиус) [14]. Теоретические значе-

[13] Не следует отсюда делать вывод, что белые карлики «избегают» тесных двойных систем (с короткими периодами), как мы увидим дальше, это не так — они там часто встречаются и очень активно себя проявляют. Однако в таких системах их почти невозможно обнаружить из-за яркого сияния компаньона.

[14] Все эти химические элементы являются продуктами ядерного «горения» звездных недр и соответствуют определенным этапам эволюции звезд (подробнее об этом будет сказано дальше).

ния радиуса отклоняются от измеренного не более чем на 10%, а это меньше, чем ошибка в определении массы (поэтому-то мы и говорим о хорошем согласии теории с наблюдениями).

Однако, несмотря на хорошее определение радиуса 40 Эридана В, масса его слишком мала — 0,4 M_C, чтобы на диаграмме масса — радиус (см. рис. 6) можно было бы выявить преимущество той или иной теории. Очень интересно было проверить теорию по Сириусу В ($M=1M_C$), для которого различие между двумя теориями на диаграмме существенно. Однако процедура этой проверки растянулась больше чем на полвека.

Мы уже говорили, что по температуре поверхности, определенной Адамсом (8000 К), радиус Сириуса В был оценен в 0,02 R_C. Из соотношения масса — радиус получалось, что этот белый карлик должен содержать водород, иначе при массе 1 M_C радиус карлика должен быть в 2,5 раза меньше (см. рис. 6) (значение 0,02 R_C соответствовало 50%-ному содержанию водорода внутри Сириуса В). Вначале это никого не удивило. К тому же значение радиуса 0,02 R_C, казалось бы, подтверждалось еще одним определением радиуса по способу, не зависящем от измерения эффективной температуры. Этот способ основывается на влиянии поля тяготения на длину волны излучаемого света.

Известно, что длина световой волны λ может изменяться из-за эффекта Доплера при относительном движении источника и приемника света. Если скорость относительного движения равна v, то изменение длины волны составляет $\Delta\lambda=\lambda v/c$, где $c=3\cdot10^5$ км/с — скорость света. По доплеровскому сдвигу спектральных линий находят скорости движения звезд по лучу зрения (например, оказалось, что Сириус А приближается к Солнцу со скоростью 8 км/с).

В то же время, по теории тяготения Эйнштейна, следует, что длина волны λ излучения, выходящего с поверхности звезды массы M и радиуса R, должна возрастать на $\Delta\lambda=\lambda GM/c^2R$, даже если нет никакого относительного движения. Если мы наблюдаем одиночную звезду, то не можем отличить доплеровский сдвиг от эйнштейновского. Но если скорость относительного движения звезды известна (например, когда она входит в состав двойной системы), то эйнштейновский сдвиг можно отличить от доплеровского.

Относительное изменение длины волны в спектрах звезд очень мало, поэтому астрофизики обычно вместо значения $\Delta\lambda/\lambda$ используют $c\cdot(\Delta\lambda/\lambda)$[км/с]. Например, если $\Delta\lambda/\lambda=10^{-4}$, то говорят, что сдвиг линии соответствует скорости $v=10^{-4}c=30$ км/с, хотя на самом деле никакого относительного движения может не быть: смещение $\Delta\lambda$ целиком вызвано влиянием гравитации. Таким образом, гравитация приводит к сдвигу линий, эквивалентному скорости удаления $v=0{,}63(M/M_{\odot})\cdot R/R_{\odot})^{-1}$ км/с.

Сириус В предоставил удобную возможность проверить теорию гравитации Эйнштейна. Движение этого белого карлика по орбите было известно, так же как и скорость движения системы Сириуса относительно Солнца (8 км/с), которая была установлена по наблюдениям Сириуса А. Измерив смещение линий в спектре Сириуса В, американские астрофизики У. Адамс и Дж. Мур в 20-х годах нашли эйнштейновский сдвиг, эквивалентный скорости удаления 32 км/с, что дало прекрасное согласие со значением радиуса $R=0{,}02\ R_{\odot}$ и теорией Эйнштейна [15].

К сожалению, уже к 1940 г. согласие результатов с теорией для Сириуса В обернулось «теоретической катастрофой». К этому времени были выявлены процессы, поддерживающие огромную светимость звезд. В частности, было установлено, что такие звезды, как Солнце, могут в течение миллиардов лет выделять энергию за счет ядерного превращения четырех ядер водорода (протонов) в ядро гелия (или, как говорят, за счет «ядерного горения» водорода). Темп этого «горения» определяется скоростью движения протонов (т. е. температурой вещества) и частотой их сближений (т. е. плотностью). Чем выше плотность, тем больше энерговыделение за 1 с.

Температура поверхности Сириуса В превышает температуру поверхности Солнца, но тогда температура внутри Сириуса В не может быть ниже, чем в центре Солнца. Если же он состоит наполовину из водорода, то мощность его энерговыделения в результате «ядерно-

[15] Гравитационное смещение, эквивалентное скорости удаления $v=21\pm4$ км/с, было измерено и для белого карлика 40 Эридана В. Известные из моделей атмосфер значения радиуса и массы позволили получить теоретическое значение $v=22\pm5$ км/с (замечательное согласие!).

го горения» должна быть по крайней мере в тысячи раз больше, чем у Солнца, из-за огромной плотности. Однако это резко противоречило его малой светимости (почти в 400 раз меньше солнечной) [16]. Кроме того, ядерное «горение» внутри белого карлика не может быть спокойным, стационарным. Мощное выделение энергии должно привести к повышению температуры, что, в свою очередь, усиливает энерговыделение и т. д. У Солнца и других звезд подобное повышение температуры ведет к росту давления — вся звезда чуть-чуть раздувается и чуть-чуть остывает, и в результате этого скорость ядерного «горения» стабилизируется на определенном уровне. Однако в белом карлике, как мы знаем, давление (определяемое вырожденными электронами) от температуры практически не зависит, поэтому он неизбежно должен взорваться, причем его светимость должна резко повыситься. Спокойное свечение Сириуса В для теоретиков грозило обернуться страшным «взрывом», разрушающим их теории. Один белый карлик (40 Эридана В) подчинялся теории (и Фаулера, и Чандрасекхара), другой (Сириус В) отвергая все теории [17].

Создавшееся положение теоретики пытались как-то объяснить. Эддингтон просто считал, что следует пользоваться соотношением Фаулера и приводил в пользу этого ряд аргументов. Но, во-первых, Сириус В на диаграмме масса — радиус давал расхождение на 30% с теорией Фаулера, а во-вторых, другие физики, и в частности Шацман, убедительно показали, что теоретиче-

---

[16] Значение светимости, полученное Адамсом, отличается от современной оценки (L=0,06 L_C). Однако это не влияет на данный вывод.

[17] Следует отметить такой курьез. Довольно часто в научно-популярных книгах и статьях можно встретить диаграмму масса — радиус для белых карликов, на которой нанесено 7—8 (?) кружков и квадратиков, строго попадающих на соотношение Чандрасекхара и якобы обозначающих действительные (выявленные из наблюдений) характеристики белых карликов (какое замечательное согласие с теорией !?) Однако произошло явное недоразумение. Эта диаграмма, попавшая в научно-популярную литературу из монографии французского астрофизика Э. Шацмана на самом деле просто иллюстрирует метод теоретического определения масс белых карликов, если известны их радиусы, с помощью соотношения Чандрасекхара. Таким образом, на диаграмме приводятся белые карлики, массы у которых были определены теоретически (а не из наблюдений!).

ские аргументы Эддингтона не имеют силы. Была выдвинута идея о двойственности Сириуса В (т. е. о тройственности всей системы) — в этом случае масса Сириуса В (1 M_C) относилась бы не к белому карлику, а к сумме его массы и более темного спутника. Казалось, что на тройственность указывает и некоторая неравномерность движения Сириуса В. Были попытки «увеличить» радиус Сириуса В за счет водородной оболочки. Однако все эти старания теоретиков не увенчались успехом, и астрофизики с нетерпением ждали результатов новых спектральных наблюдений Сириуса В, которые стали возможны только при его достаточном удалении от Сириуса А (т. е. потребовалось еще около 50 лет).

Наконец, в 1963 г. эти наблюдения были проведены с помощью 5-метрового рефлектора обсерватории Маунт Паломар, и через несколько лет, в 1971 г., результаты этих наблюдений были опубликованы американскими астрофизиками Дж. Гринстейном, Дж. Оуком и Х. Шипманом. Главная трудность в наблюдениях Сириуса В — это близость к нему Сириуса А. Свет от Сириуса А попадает в спектрограф и примешивается к свету от белого карлика. На измерения гравитационного смещения в спектре Сириуса В, которые провели Адамс и Мур в 20-е годы, повлияли линии металлов (в частности, ионизованного магния), которые, как теперь стало известно, совсем не встречаются в спектрах белых карликов класса DA (т. е. эти линии примешались из спектра Сириуса А, а они почти не были смещены гравитацией). Оказалось, что из-за влияния Сириуса А и температура Сириуса В была измерена Адамсом с очень большой ошибкой.

Гринстейн, Оук и Шипман применили необычайные ухищрения, чтобы избавиться от света Сириуса А: им пришлось устанавливать экраны, использовать самые свежие покрытия зеркал телескопа и т. д. В результате этой тщательной подготовки были получены аккуратные профили трех линий водорода, не искаженные Сириусом А. Однако полного распределения потока во всем непрерывном спектре получить все равно не удалось — поэтому нельзя было применить обычную процедуру «подгонки» значения потока из модели атмосферы к наблюдаемому для определения эффективной температуры $T_{эф}$. Тем не менее авторы сумели извлечь значе-

ние $T_{эф}$ и радиуса R из тонких измерений профилей водородных линий, зная визуальную звездную величину Сириуса В. Они получили $T_{эф}=32\,000$ К и $R=0{,}008\ R_C=$ $=5400$ км (на 15% меньше радиуса Земли!). Проведенные ими же измерения эйнштейновского сдвига линий прекрасно подтвердили это значение радиуса: они получили эквивалентную скорость удаления $v=89\pm16$ км/с, а теория давала с этим значением радиуса сдвиг $v=$ $=83\pm3$ км/с. С этими новыми результатами Сириус В четко ложится на соотношение масса — радиус Чандрасекхара для гелиевых или углеродных белых карликов, т. е. лишенных водорода. Наконец-то «загадка» Сириуса В была решена.

Высокое значение температуры, $T_{эф}=32\,000$ К, было позже подтверждено измерениями в ультрафиолетовой области, а в 1975 г. аппаратура голландского спутника ANS зарегистрировала заметный поток от Сириуса в области «мягкого» (т. е. длинноволнового) рентгеновского излучения. Этот поток легко объясняется просто тепловым излучением Сириуса В, если считать, что его атмосфера содержит почти чистый водород (недра его, как это было сказано выше, лишены водорода), а содержание гелия и других тяжелых элементов должно быть в тысячи раз меньше обычных «звездных» значений. Изучение оптических спектров белых карликов показало, что, вообще, низкое содержание тяжелых элементов не редкость для их атмосфер.

Итак, эпопея с Сириусом В закончилась благополучно для соотношения масса — радиус, полученного Чандрасекхаром. Но неужели всего двух белых карликов достаточно для полного успокоения астрофизиков? Конечно, это не так. Изучение десятков других белых карликов интенсивно продолжалось, что позволило и на них проверить теорию Чандрасекхара, правда, не так точно.

Главный метод такой проверки — это получение значений радиусов R и ускорения силы тяжести g из анализа спектральных распределений энергии и линий поглощения. Поскольку $g=GM/R^2$, то отсюда можно получить и массу M. Другой метод — измерение гравитационного красного смещения линий. Его можно применять, когда известна реальная лучевая скорость белого карлика. Для этого не обязательно знать его орбиту, как в случае Сириуса В, если белый карлик вхо-

дит в сильно разделенную двойную систему со звездой главной последовательности (с периодом, например, в 1000 лет). При этом скорость его движения относительно Солнца может практически не отличаться от соответствующей скорости его яркого компаньона, которую можно надежно измерить (для звезд главной последовательности гравитационное красное смещение в сотни раз слабее и им можно пренебречь). Этот же способ можно применить, если белый карлик входит в звездное скопление, общее движение которого известно.

Определив независимо радиус и гравитационное смещение, можно, как мы уже говорили, оценить и массу белого карлика. В том случае, если значения массы известны и по смещению линий, и по ускорению силы тяжести g, можно их сравнить и проверить точность процедуры определения массы. Полученные всеми такими способами значения масс и радиусов показаны на рис. 7. На этом рисунке сравниваются массы, получен-

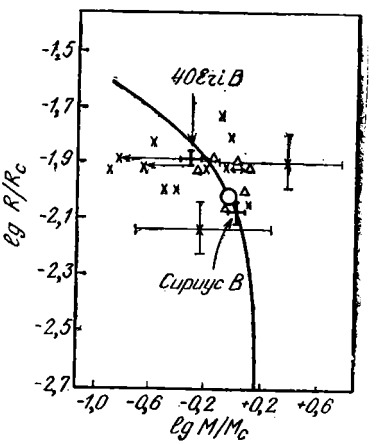


Рис. 7. Наблюдаемые значения масс и радиусов белых карликов. Лучше всего они определены для 40 Эридана B и Сириуса B — показаны прямыми крестиками с интервалами вероятных ошибок. Косые крестики обозначают, что масса определялась по ускорению силы тяжести, полученному из модели атмосферы, а треугольники показывают значения масс, найденных по эйнштейновскому сдвигу. Указаны интервалы возможных ошибок. Кружок — среднее значение, установленное для белых карликов с неизвестными лучевыми скоростями

ные разными способами, и указаны ошибки определения и масс, и радиусов. Кроме этого, нанесено значение средней массы и радиуса тех белых карликов, лучевые скорости которых неизвестны. Последнее было получено следующим образом.

Примерно у сотни белых карликов было измерено смещение линий в спектре. Поскольку мы не знаем, как движется тот или иной белый карлик относительно

Солнца, мы не можем сказать, какая доля этого смещения вызвана у каждого белого карлика эффектом Доплера, а какая — эффектом Эйнштейна. Но наличие коллектива звезд уже позволяет сделать некоторые выводы. Если бы эффекта Эйнштейна вообще не было, то среднее смещение линий равнялось бы нулю, так как звезды движутся хаотически друг относительно друга, как молекулы в газе: сколько приближается к нам, столько же и удаляется от нас. Для белых карликов среднее смещение было не нулевым, в пересчете на скорость оно составило $v=53\pm6$ км/с, и было красным в соответствии с эффектом Эйнштейна.

Затем с помощью анализа спектров были найдены радиусы. Среднее значение радиуса оказалось 0,0089 R_C. Отсюда по формуле гравитационного красного смещения получаем $M=(v/0{,}63)(R/R_C)\ M_C=(0{,}73\pm0{,}09)M_C$. Эти значения M и R и нанесены на рис. 7. По теории радиусу 0,0089 R_C соответствует масса $M=0{,}65\ M_C$ для железных белых карликов и $M=0{,}87\ M_C$ — для гелиевых.

Итак, результаты различных исследований подтверждают соотношение масса — радиус Чандрасекхара (расхождение с теорией на рис. 7 не больше ошибок наблюдений) и позволяют сделать окончательный вывод: белые карлики действительно представляют собой вырожденные звезды, внутри которых практически нет водорода.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Отсутствие водорода в недрах белых карликов позволяет понять, как они возникли. Если бы они рождались как звезды главной последовательности из межзвездного вещества, то они были бы богаты водородом, так как межзвездная среда состоит по крайней мере на 70% из этого вещества. Повторим аргументы, говорящие о дефиците водорода внутри белых карликов: 1) наличие водорода привело бы к термоядерному горению при любых массах $M\geqslant0{,}08M_C$ и к взрыву звезды; 2) соотношение масса — радиус удовлетворяется только при отсутствии водорода в их кадрах; 3) в отличие от других звезд белые карлики классов DB, DF, DG не имеют водорода даже в атмосфере. (О том, от-

куда появился водород в атмосферах звезд DA, мы поговорим позднее.)

Таким образом, ясно, что белые карлики должны образовываться из вещества, в котором уже не могут идти никакие ядерные реакции, т. е. из вещества, уже «прогоревшего» в недрах звезд. Итак, один только состав белых карликов уже указывает, что они представляют собой конечный продукт эволюции звезд. Какие еще теоретические и наблюдательные аргументы подтверждают это?

Оценим, сколько белых карликов нужно ожидать в нашей Галактике исходя из предположения, что они представляют собой конечную стадию эволюции большинства звезд. По теории эволюции в Галактике должна «сгорать» примерно 1 звезда в год. Возраст Галактики оценивается в 10 млрд. лет, и, следовательно, в ней должно быть около 10 млрд. таких звезд, т. е. около 7% всех звезд, полное число которых составляет примерно 150 млрд.

В 1936 г. советские астрономы В. А. Амбарцумян и Г. А. Шайн заключили, что белых карликов в Галактике столько же, сколько других звезд (т. е. 50%), а это, казалось, опровергало гипотезу о белых карликах, как о продуктах звездной эволюции (дающей 7%). Однако 10 лет спустя основатель современной школы звездной астрономии в СССР П. П. Паренаго показал, что оценка В. А. Амбарцумяна и Г. А. Шайна была сильно завышена: в подсчет числа белых карликов примешались субкарлики, т. е. звезды главной последовательности первого поколения (имеющие низкое содержание металлов). Современные оценки числа белых карликов дают в среднем около 5% от всех звезд. Согласие очень хорошее, если учесть, что часть белых карликов может быть невидимой.

Следующий аргумент в пользу того, что белые карлики есть конечный продукт звездной эволюции, — это скорости их пространственного движения. Изучение пространственных движений звезд является основной задачей целой науки — звездной астрономии, которая установила, что группы звезд разного возраста обладают различными пространственными скоростями. Первые определения пространственных скоростей белых карликов были проведены в 50-х годах П. П. Паренаго и Е. Д. Павловской в СССР. Дальнейшие исследования

польских, американских и австралийских астрономов только подтвердили их вывод: белые карлики относятся к группе далеко проэволюционировавших звезд — к так называемому старому звездному населению диска Галактики.

Еще один довод дает определение количества белых карликов по скоплениям звезд. Если белый карлик — это конечный продукт эволюции звезды, то в старых скоплениях должно быть больше белых карликов, чем в молодых. К сожалению, поиск белых карликов в скоплениях сильно затруднен, так как слишком мало скоплений, достаточно близких к нам. Тем не менее, среди самых близких скоплений такая тенденция налицо — в скоплении Гиады (возраст 400 млн. лет) известно около 20 белых карликов, а в скоплении Плеяды (возраст 60 млн. лет) — открыт только один белый карлик.

Однако при этом возникли трудности с интерпретацией этих результатов. Дело в том, что согласно теории темп эволюции звезды растет с ее массой. Например, звезда массой 15 M_C «живет» на главной последовательности (а это самая долгая стадия в жизни звезды) около 10 млн. лет, звезда с 3 M_C — 200 млн. лет, а с 1 M_C — почти 10 млрд. лет! Так как звезды в скоплении, видимо, образуются почти одновременно, поэтому, казалось бы, наиболее далеко проэволюционировавшие звезды должны быть там самыми массивными. Однако, как выяснилось, все белые карлики в скоплениях имеют массу меньше 1 M_C. В то же время в Гиадах, например, есть звезды с массой 2 M_C, которые находятся на главной последовательности, т. е. находятся на эволюционной стадии ядерного «горения» водорода в их недрах. А в Плеядах еще есть звезды главной последовательности с массой 6 M_C! Такая же ситуация наблюдается и в двойных системах: например, хорошо знакомый нам Сириус В имеет массу 1 M_C, а главная звезда системы — Сириус А, находящаяся на главной последовательности, имеет массу больше 2 M_C.

Однако дальнейшее развитие теории звездной эволюции позволило объяснить этот «парадокс». Согласно этой теории после «выгорания» водорода в центральных областях звезды ее ядро должно сильно сжаться с последующим разогревом недр (за счет гравитационной энергии, так как последняя должна в этом процессе превратиться в энергию хаотического движения мо-

лекул, т. е. в тепло). Внешние слои звезды при этом сильно расширяются, звезда «разбухает», и ее светимость резко растет, в то время как эффективная температура падает — звезда становится краснее и «переходит» с главной последовательности в область красных гигантов (рис. 8). После «возгорания» гелия — его ядерного превращения последовательно в углерод и

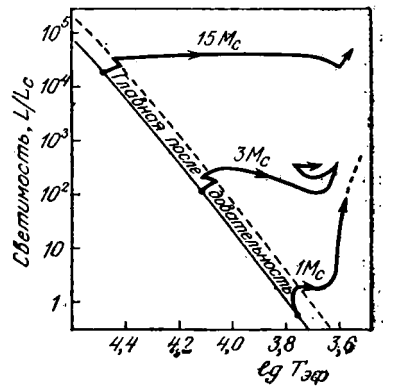


Рис. 8. Результаты теоретических расчетов эволюции обычных звезд разных масс. Видно, что после выгорания водорода в их центре все звезды с главной последовательности переходят в область красных гигантов

кислород — звезда в конечном итоге перестроек своей структуры становится красным сверхгигантом. Это звезды очень большой светимости, с плотным ядром и очень разреженной оболочкой.

Что же представляет собой это ядро? Как утверждает теория, оно должно состоять из углерода и кислорода, как продуктов ядерного «горения» гелия [18]. Оценки показывают, что если начальная масса звезды была меньше 8 M_c, то в таком ядре должно наступить вырождение электронного газа, т. е. вещество фактически может находиться в том же состоянии, что и в недрах белых карликов, но иметь большую температуру. По образному выражению советского астрофизика И. С. Шкловского, белый карлик постепенно «вызревает в центре гиганта».

На стадии красного сверхгиганта, как показывает теория, разреженная оболочка звезды уже очень слабо связана с ядром: достаточно небольшого возмущения —

[18] На более поздних стадиях в звездах большой массы углерод и кислород превращаются в более тяжелые элементы вплоть до железа.

и она будет потеряна. Какие же причины могут привести к сбросу оболочки, т. е. послужить таким возмущением? Легче всего найти эту причину для случая тесной двойной системы звезд. В такой системе более массивная вначале звезда быстрее израсходует свое ядерное горючее и раньше начнет раздуваться. Ее внешние слои попадут в поле тяготения менее массивной звезды и начнут падать на нее — вещество одной звезды как бы начнет «перетекать» на другую (при этом скорость прохождения ядерных реакций в ядре более массивной звезды практически не изменяется). В результате этой потери массы звезда может оказаться в несколько раз менее массивной, по сравнению с первоначальным ее состоянием.

Есть и другие причины истечения оболочки, которые действуют и в сильно разделенных двойных системах, и в одиночных звездах: выделение энергии рекомбинации атомов в остывающих оболочках (когда электрон «садится» на атом, он обязан отдать свою энергию), давление света, имеющее важное значение при светимостях звезды $L \approx 10^4 L_C$, выделение механической энергии турбулентных и колебательных движений вещества звезды в слоях малой плотности и, наконец, передача вращательного момента ядра звезды к оболочке. В последнем случае вещество, приобретающее момент вращения, сбрасывается центробежной силой. Пока еще не существует точной теории потери звездами масс, так как в сбросе оболочки скорее всего участвуют совместно все названные процессы, а строгий их учет довольно труден. Не исключено, что иногда к сбросу оболочки приводит и термоядерный взрыв в некотором слое, находящемся между ядром и оболочкой.

Таким образом, потеря звездами своей массы (оболочки) снимала противоречия между малыми массами белых карликов в двойных системах и скоплениях с требованием большой массы для старых звезд, которые давала прежняя теория звездной эволюции. То, что потеря массы звездами в самом деле существует, подтверждает ряд наблюдательных фактов. Во-первых, в спектрах многих звезд было обнаружено смещение линий, свидетельствующее об истечении вещества. Эти линии, будучи образованными в истекающей оболочке, смещены к синему концу спектра (вещество движется на нас). В самое последнее время таким способом было обнару-

жено мощное истечение даже у звезд главной последовательности спектральных классов O и B. Это открытие было сделано в ультрафиолетовом диапазоне с помощью внеатмосферных наблюдений на спутниках и орбитальных станциях.

Помимо этих спектроскопических указаний, потеря масссы звездами потдверждается непосредственным обнаружением (в радио-, инфракрасном и оптическом диапазонах) оболочек выброшенного вещества вокруг звезд. Косвенным указанием на наличие потери массы звездами может служить распределение звезд скоплений по диаграммам температура — светимость: в частности, объяснение эволюции звезды после стадии красного гиганта, видимо, невозможно без учета потери масс этими звездами.

Итак, вся совокупность прямых и косвенных аргументов показывает, что все звезды с начальными массами $M<3$—4 M_C переходят в белые карлики с массами, меньше чем 1,4 M_C. Даже, если бы не было потери массы и в белые карлики превращались бы только звезды с массой $M<1{,}4$ M_C, и то мы могли бы утверждать, что белые карлики — это конечный продукт эволюции большинства звезд, так как маломассивных звезд гораздо больше, чем массивных. С учетом же потери массы в белые карлики должно превращаться в 30—100 раз больше звезд, чем в другие конечные состояния звездной эволюции (в нейтронные звезды, «черные дыры» или взрываться без остатка).

Теперь давайте рассмотрим, как может выглядеть звезда, непосредственно переходящая в белый карлик. В связи со сказанным выше следует ожидать, что вокруг нее будет много выброшенного вещества, а если это вещество светится, то его можно заметить. Такие объекты на небе действительно давно найдены — это планетарные туманности. Они представляют собой почти сферические газовые оболочки диаметром 20—200 тыс. а. е., радиально оттекающие от небольшой центральной звездочки со скоростью 10—50 км/с. Центральная звездочка очень горяча: ее эффективная температура обычно близка к 100 тыс. К (она может достигать и 200 тыс. К). Поэтому звезда излучает в основном в ультрафиолетовой области, а туманность уже переизлучает ультрафиолетовое излучение в оптическом

диапазоне. Поскольку туманность расширяется, она за $\sim 10^4$ лет становится невидимой.

Предположение о том, что центральная звезда планетарной туманности и есть зарождающийся белый карлик, высказывалось очень давно. Еще в 1926 г. его выдвинул американский астрофизик Д. Мензел. Однако гипотеза Мензела ничем не подкреплялась, так как тогда еще ничего не знали ни о природе белых карликов, ни о свойствах планетарных туманностей, ни об этапах эволюции звезд. В 1948 г. известный советский астроном Б. А. Воронцов-Вельяминов попытался было получить эволюционную «цепочку» от центральных звезд планетарных туманностей к белым карликам, но результат оказался не вполне корректным.

И. С. Шкловский решил «перевернуть» проблему. Он задался вопросом: как выглядела планетарная туманность, когда она была совсем молодой? Как показали его расчеты в 1956 г., она должна была быть компактной (с размерами меньше 1000 а. е.), плотной и непрозрачной — через внешние холодные слои центральная звезда уже не будет видна, но полная светимость туманности будет не меньше 1000 L_C. Очевидно, что подобное образование с такой светимостью, с протяженной оболочкой и плотным ядром очень похоже на красный гигант. К тому же в 1956 г. уже было ясно, что ядра красных гигантов должны иметь частично вырожденный электронный газ. Итак, благодаря работе Шкловского, была установлена родственная (или «генетическая») связь красных гигантов [19], планетарных туманностей и белых карликов. Шкловский, кроме того, приводил и другие аргументы в пользу такой эволюционной последовательности. Так, например, пространственное распределение планетарных туманностей в Галактике соответствует распределению звезд старого населения (одна планетарная туманность наблюдается даже в шаровом скоплении, а там находятся старейшие звезды нашей Галактики). Полное число планетарных туманностей Галактики и их время жизни также хорошо согласуются, с одной стороны, с количеством и временем жизни красных гигантов, а с другой стороны — с количеством белых карликов.

[19] По современным представлениям, планетарные туманности связаны с красными сверхгигантами, но в 1956 г. еще не делали четкого различия между гигантами и сверхгигантами.

В последние годы были получены данные о светимостях и эффективных температурах центральных звезд, а также разрабатывалась детальная теория их эволюции, позволившая объяснить наблюдения. На рис. 9 нанесены наблюдаемые положения центральных звезд планетарных туманностей на диаграмме светимость —

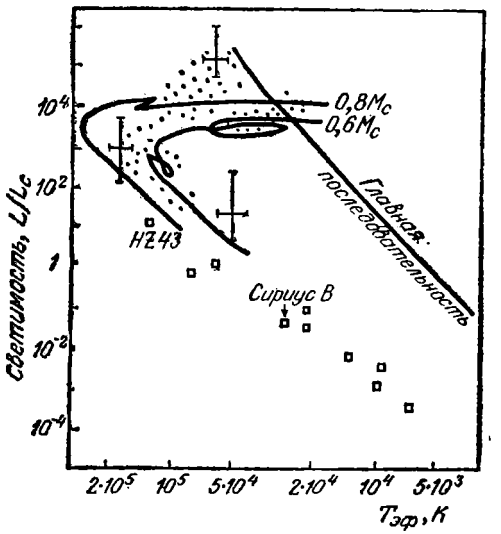


Рис. 9. Диаграмма светимость — температура для центральных звезд планетарных туманностей (точки) и горячих белых карликов (квадратики). Указаны типичные интервалы ошибок. Жирные кривые показывают теоретический расчет эволюции горячих звезд с массами 0,8 и 0,6 M_c, превращающихся в белые карлики

температура, а также приводятся положения наиболее горячих белых карликов и результаты теоретических расчетов эволюции центральных звезд. Оказалось, что самое существенное свойство этих звезд — малое количество ядерного горючего (водорода и гелия) в их недрах. Например, водорода центральные звезды планетарных туманностей должны содержать не более 10^{-3} от массы звезды, причем только во внешних слоях — иначе звезда раздулась бы и казалась бы гораздо холоднее. Расчеты показывают, что вырождение электронно-

го газа распространяется из центра звезд наружу, и эти звезды переходят прямо в область белых карликов.

Эти же эволюционные расчеты показали, что белые карлики образуются не только проходя через стадию планетарной туманности. При массах, меньших 0,6 M_C, звезда не может достичь достаточно высоких температур и светимостей. Поэтому, даже если вокруг нее есть выброшенное вещество, звезда не в состоянии ионизовать его и заставить светиться: при низких температурах звезда излучает мало ультрафиолетовых фотонов.

Сколько же белых карликов не прошло через стадию планетарных туманностей? Пока точное число назвать трудно: оценки колеблются от 20 до 80% (эти числа относятся к одиночным белым карликам). В двойных системах вещество перетекает с одной звезды на другую, и белый карлик образуется без выброса планетарной туманности. Однако вернемся теперь к одиночным белым карликам и посмотрим, как они «живут» в качестве самостоятельных звезд.

ОСТЫВАНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Когда астрофизики поняли, что белые карлики лишены ядерного горючего, перед ними встала задача: объяснить, почему же светят белые карлики и светят, судя по всему, долго. Решение этой проблемы нашел в конце 40-х годов советский астрофизик С. А. Каплан. Он понял, что белые карлики могут излучать миллиарды лет без всяких источников энергии — они просто остывают. С. А. Каплан построил и количественную теорию остывания белых карликов. В 1952 г. к аналогичным выводам пришел англичанин Л. Местел, а также француз Э. Шацман.

Основные моменты теории остывания заключаются в следующем.

Как мы знаем, белые карлики имеют довольно высокую температуру поверхности ($5000 \leqslant T_{эф} \leqslant 100\,000$ К), плотность их внешних слоев невысока, т. е. атмосфера звезды при таких температурах — это невырожденный газ, точнее говоря, обычная плазма. Свойства звездной плазмы нам также известны (в частности, нам известна степень ее прозрачности). Очевидно, что с глубиной температура недр должна повышаться. Иначе и не может быть — ведь тепло может переходить только от го-

рячего тела к холодному, а не наоборот[20]. Закон роста температуры легко найти, зная степень прозрачности плазмы и предложив, что энергия переносится в основном фотонами: температура тогда должна расти очень быстро, чтобы обеспечить перенос наблюдаемого потока излучения. Расчеты показывают, что на глубине всего лишь в одну сотую радиуса температура внутри типичного белого карлика достигнет уже десятка миллионов градусов.

Однако не надо забывать, что с глубиной растет и давление, и плотность. Из-за роста плотности должны произойти два важных явления: вырождение электронного газа и эффективный перенос тепла электронами. Вследствие вырождения электронов плазма становится как бы очень «прозрачной», так как при поглощении фотона электрон должен перейти в новое состояние с более высокой энергией, а число свободных состояний по принципу Паули резко падает с ростом вырождения. Поэтому при дальнейшем увеличении глубины температура растет уже гораздо медленнее, чем в оболочке. В некотором приближении можно считать, что температура в вырожденном ядре белого карлика не меняется (как это и было сделано в теории Каплана — Местела).

Условия вырождения в ядре выполняются очень хорошо и это действительно так: температура ядра не превышает 100 млн. К, даже если белый карлик очень горячий ($T_{эф}=10^5$ К). Связь температуры ядра $T_ц$ с эффективной $T_{эф}$ (или со светимостью L) зависит от степени прозрачности внешних, невырожденных слоев. Используя эту зависимость, можно оценить запасенную в ядре тепловую энергию, которая в основном определяется ионами ядра, образующими в нем идеальный (невырожденный) газ. На основании этого в теории Каплана — Местела определяется время, в течение которого белый карлик массой M может излучать свет данной светимости L, имея определенные запасы тепловой энергии.

На самом деле светимость L все время уменьшается,

---

[20] Напомним, что здесь мы говорим о белых карликах, лишенных ядерного горючего. Если было бы не так, то в оболочке происходило бы энерговыделение, а температура внутри звезды была бы меньше.

поэтому в теории остывания белого карлика используется другой параметр — его «возраст» τ, т. е. время, в течение которого белый карлик массой M остывает до данной светимости L:

$$\tau = \frac{4 \cdot 10^7}{\mu} \left(\frac{M}{M_C} \cdot \frac{L_C}{L} \right)^{5/7} \text{ лет} \qquad (1)$$

(здесь μ — молекулярный вес ионов идеального года).

Следует отметить, что эту формулу можно применять, только когда светимость белого карлика уже уменьшилась примерно в сотню раз от первоначальной. Действительно, из нее следует, что только родившийся белый карлик ($\tau=0$) имеет бесконечную светимость, тогда как на самом деле светимость нарождающегося белого карлика (например, в планетарной туманности) не больше $10^4 L_C$ (во всяком случае формула применима для классических белых карликов низких светимостей).

Рассмотрим теперь, как данная теория остывания согласуется с результатами наблюдений.

Во-первых, «возраст» белых карликов обратно пропорционален молекулярному весу их ионов — μ. Но тогда, если $L<10^{-4}L_C$, то получаем, что «возраст» гелиевого белого карлика ($\mu=4$) составляет $\tau>10^{10}$ лет, т. е. больше возраста Галактики. Этот «парадокс» можно объяснить, предположив, что слабые белые карлики должны состоять из элементов более тяжелых, чем гелий [21]. Это предположение подтверждается теорией эволюции звезд, согласно которой звезды с массой $M>0{,}35\ M_C$ могут достигнуть состояния белого карлика, только пройдя стадию ядерного «горения» гелия.

Во-вторых, если допустить, что последние 5 млрд. лет темп образования белых карликов в нашей Галактике был постоянным (это косвенно следует из наблюдений), то теория Каплана — Местела предсказывает, как в настоящее время белые карлики распределяются по светимости: число белых карликов данной светимости должно быть пропорционально их «возрасту» τ, соответствующему этой светимости. Действительно, из формулы (1) следует, что например, белых карликов со

[21] При этом более яркие белые карлики вполне могут состоять и из гелия.

светимостью $10^{-3}<L/L_C<10^{-2}$ должно быть в $10^{5/7}=5{,}2$ раза больше, чем со светимостью $10^{-2}<L/L_C<10^{-1}$.

Сравнение этого результата с наблюдениями, проведенное немецким астрофизиком Вайдеманом, показало, что число белых карликов в самом деле растет с уменьшением светимости, как это и предсказывалось (при этом, конечно, учитывались эффекты наблюдательной селекции, т. е. отбора белых карликов). Однако наблюдения как будто и указывают на некоторый «дефицит» самых ярких и особенно самых слабых белых карликов. Это потребовало уточнения теории Каплана — Местела, в первую очередь связанного с учетом тех физических эффектов, которыми в этой теории пренебрегалось. Кроме причин, связанных с интерпретацией результатов наблюдений уточнение теории потребовалось и в связи с тем, что она давала оценку химического состава недр белых карликов (т. е. атомного веса μ) с ошибкой больше, чем в 2 раза, если пользоваться выражением (1) для τ.

Какие же новые физические процессы пришлось учитывать при построении более точной теории остывания белых карликов? Для этого давайте рассмотрим начальные стадии эволюции белого карлика, начиная с самых горячих стадий, когда в недрах звезды только-только окончились реакции ядерного синтеза и сброшена оболочка сверхгиганта, но светимость еще сильно превосходит L_C. У такого карлика с массой 1 M_C и светимостью $L=2\cdot10^3 L_C$ температура в центре будет составлять $T_ц=2\cdot10^8$ К, а плотность — $\varrho_ц=1{,}5\cdot10^7$ г/см^3. При этом электроны в центральных областях звезды должны быть уже сильно вырождены, но во внешних областях вырождение еще слишком слабо и температура заметно влияет на давление. Из-за последнего внешние слои звезды еще довольно сильно раздуты: ее радиус почти в 2,5 раза больше, чем у холодного белого карлика. При последующем остывании радиус звезды должен быстро уменьшаться: когда L достигнет L_C, он всего лишь на 5% будет больше радиуса холодного белого карлика. Уменьшение радиуса должно приводить к выделению «гравитационной» энергии. В обычных звездах это приводит к нагреву вещества, но в белых карликах «гравитационная» энергия поглощается фермиевскими движениями электронов, и поэтому заметного нагрева не происходит.

Этот нагрев более заметен в белых карликах с массой $M<0{,}3\ M_C$, но и там он слабее, чем другой эффект, который не учитывался в теории Каплана — Местела, связанный с теплоемкостью электронного газа.

Как оказалось, тепловая энергия электронов может обеспечивать не меньше 50% общей светимости горячих белых карликов, состоящих из углерода (при $L>0{,}1\ L_C$). Светимость за счет электронной теплоемкости может даже превосходить в несколько раз «ионную» светимость в железных карликах (так как в них на один ион приходится больше электронов). Учет электронной теплоемкости позволил установить, что время «жизни» белых карликов должно быть больше, чем это следует из более простой теории остывания.

Однако в горячих белых карликах могут происходить процессы, действующие и «в другую сторону» — в сотни раз ускоряющие эволюцию звезды. Эти процессы связаны с так называемым слабым взаимодействием и с одной из интереснейших элементарных частиц — нейтрино. Причем для астрофизики самым важным свойством нейтрино является его необычайная способность свободно проходить через громадную толщу вещества.

Самый известный процесс слабого взаимодействия — это распад нейтрона $n: n \to p + e^- + \tilde{\nu}$ (здесь p — протон, e^- — электрон, а $\tilde{\nu}$ — антинейтрино). Свободный же протон не может превращаться в нейтрон, так как он легче последнего. Однако если протон встречается с достаточно энергичным электроном, то их общая энергия сможет обеспечить начало процесса с выделением нейтрино ν: $p + e^- \to n + \nu$. Такой процесс может пойти гораздо легче, если протон «связан» в ядре, т. е. взаимодействует с находящимися там нейтронами. Тогда энергия протона может отличаться от энергии нейтрона гораздо меньше, и могут быть захвачены менее энергичные электроны. Образовавшийся нейтрон (даже входящий в ядро) может опять распасться и т. д. Но в результате этой цепочки событий энергия из звезды уходит — ее уносят нейтрино, и вещество, таким образом, остывает (это явление называют «урка»-процессом).

Внутри белых карликов «урка»-процесс может происходить только в ядрах различных элементов. Он может приводить к интенсивному охлаждению белых кар-

ликов на горячих стадиях. В том, что такие процессы действительно имеют место в природе, нет никаких сомнений — их существование проверено в лаборатории. Однако количественный учет «урка»-процесса в эволюции белого карлика затруднен, так как мы не знаем точный химический состав белых карликов, к которому этот процесс очень чувствителен.

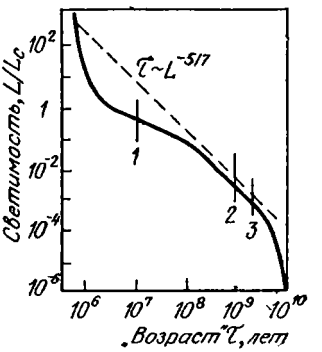


Рис. 10. Зависимость светимости белого карлика от «возраста». Штриховая кривая — по теории С. А. Каплана — Л. Местела; сплошная — по новейшим расчетам американских астрофизиков Д. Ламба и Х. ван Хорна. Цифрами отмечены характерные моменты эволюции

Современная теория предсказывает существование и других нейтринных процессов, менее чувствительных к химическому составу. Они пока не осуществлены в лаборатории, так как в земных условиях они слишком слабы. Однако в эволюции горячих белых карликов эти процессы могут играть решающую роль (и тем самым астрофизики могут проверить фундаментальную физическую теорию — так называемую теорию универсальных слабых взаимодействий). При светимостях $L > L_C$ эти процессы могут отводить из недр звезды больше энергии, чем она излучает с поверхности в виде фотонов (при $L = 10^3 L_C$ — в десятки раз больше!). Этот теплоотвод сильно ускоряет эволюцию белого карлика на ранних стадиях его остывания (рис. 10).

Сейчас уже известно несколько очень горячих (а значит, и очень молодых) белых карликов с $T_{эф} \approx 10^5$ К. Самый известный из них — HZ 43 ($T_{эф} = 110\,000$ К, $L \approx 7\ L_C$). Если удастся определить точный возраст этого белого карлика (например, обнаружить остатки планетарной туманности), то можно будет проверить, осуществляются ли в природе универсальные слабые взаимодействия. Если они действительно имеют место, то «возраст» горячих карликов должен быть в десятки раз

меньше, чем это следует из теории Каплана — Местела.

Эволюция (остывание) белого карлика, когда его светимость уменьшается от $L \approx 1\ L_C$ до $L \approx 10^{-3}\ L_C$, происходит почти точно по теории Каплана — Местела. Современные расчеты, использующие более точные значения для степени прозрачности вещества в оболочке и не предполагающие строгой изотермичности ядра, дают тот же темп эволюции на этой стадии остывания (см. рис. 10). Тем не менее, уже в это время в оболочке может происходить процесс, который на поздних стадиях может решающим образом повлиять на эволюцию — в ней возникает конвекция, т. е. интенсивное перемешивание вещества.

На возможность конвекции в белых карликах указывали в 50—60-х годах Э. Шацман и советский ученый А. К. Колесов, и сейчас она учитывается во всех расчетах. Конвекция должна возникать в той части оболочки, где вещество еще не полностью ионизовано, так как там низка степень прозрачности (фотоны не «справляются» с переносом энергии). Кроме этого, при неполной ионизации уменьшается упругость вещества при сжатии белого карлика, т. е. давление при сжатии растет медленнее, чем в ионизованном веществе, потому что работа сжатия расходуется не на увеличение кинетической энергии частиц, а на их ионизацию. Из-за уменьшения упругости вещества возникновение конвекции облегчается: кусок вещества, поднимаясь в область низкого давления, должен сильно расширяться, а это улучшает его «плавучесть» — он долго остается более легким, чем окружающее вещество.

С уменьшением светимости и температуры поверхности белого карлика зона неполной ионизации, а с ней и конвекция распространяются на все более глубокие слои звезды. Конвекция становится очень важной, когда этот процесс достигает вырожденного горячего ядра (см. рис. 10). С этого момента эволюция белого карлика ускоряется, так как конвекция гораздо эффективнее передает тепло наружу, чем излучение.

Примерно в то же время или даже немного раньше (при $L \approx 10^{-3} L_C$) может начаться еще один примечательный процесс, но уже не в оболочке, а в ядре звезды. В 1960 г. советские физики Д. А. Киржниц и А. А. Абрикосов показали, что при охлаждении недр белого кар-

лика, когда кинетическая энергия ионов в его ядре достаточно снизится, их уже нельзя рассматривать как идеальный газ, а, скорее, как жидкость, которая при дальнейшем охлаждении белого карлика отвердевает, образуя (как и в земных твердых телах) кристаллическую структуру. Кристаллизация должна происходить, когда энергия кулоновского взаимодействия ионов в ядре белого карлика примерно в 150 раз превосходит энергию их тепловых движений.

Как известно, при кристаллизации может выделяться скрытая теплота плавления, что может слегка замедлить эволюцию белого карлика (см. рис. 10). К этому же эффекту приводит и увеличение теплоемкости образовавшегося ионного кристалла по сравнению с теплоемкостью «ионного» газа. Но на самом деле эти эффекты пренебрежимо малы по сравнению с так называемым дебаевским вырождением кристаллической решетки. Он характеризуется тем, что температура в ядре становится уже недостаточной для возбуждения колебаний решетки, в которых и содержится теперь тепловая энергия ионов. Вследствие этого теплоемкость ионного кристалла в действительности быстро падает ($\sim T^{-3}$), и эволюция белого карлика должна в десятки раз ускориться. При $L=10^{-4}L_{\odot}$ кристаллизуется уже 99% массы звезды.

Итак, совместное действие конвекции и кристаллизации (точнее, дебаевского вырождения) сильно ускоряет остывание белого карлика, что, по-видимому, может объяснить наблюдаемый дефицит холодных белых карликов. Однако свойства таких ионных кристаллов еще не вполне понятны, и расчеты их дают противоречивые оценки. Все же можно сделать вывод, что кристаллизация, видимо, эффективна в массивных белых карликах[22].

Очевидно, что белый карлик может остыть до таких светимостей, когда он уже будет не наблюдаем с Земли. Станет ли он тогда абсолютно холодным? Оказывается, нет. В межзвездной среде довольно много газа (в среднем около 1 частицы в 1 см^3), и из-за притяжения

---

[22] Свидетельства в пользу кристаллизации сверхплотного вещества представили пульсары — скачки в их периодах, по-видимому, невозможно объяснить, не предполагая кристаллизацию вещества в их недрах.

белого карлика (вернее, уже красного) межзвездный газ будет на него падать. Такой процесс называют аккрецией. Выделяющаяся при аккреции потенциальная энергия газа может обеспечить светимость белого карлика $(10^{-6}—10^{-7})L_C$ и нагреть его до температуры $T_{эф} \approx 1000$ К. Аккреция межзвездного вещества может происходить и на более горячие, т. е. еще наблюдаемые белые карлики.

Межзвездный газ состоит в основном из водорода, и аккреция может происходить с такой скоростью, что за какую-нибудь тысячу лет упавший на звезду водородный слой станет непрозрачным — белый карлик как бы приобретает водородную атмосферу. Это, скорее всего, и объясняет, почему мы наблюдаем так много белых карликов спектрального класса DA, хотя внутри у них водорода не должно быть.

Однако возникает вопрос — почему в спектрах многих DA-карликов почти нет линий более тяжелых элементов, чем водород. Ответ на него был найден Э. Шацманом еще в 50-е годы: при большом ускорении силы тяжести, характерном для белых карликов, более тяжелые элементы должны быстро оседать из атмосферы в глубокие слои звезды, в то время как самый легкий — водород — останется вверху[23]. Однако при этом необходимо предположить, что атмосфера белого карлика не перемешивается конвекцией. С другой стороны, конвекцией можно объяснить, почему в спектрах белых карликов классов DB, DF, DG и DC нет линий водорода, который должен был бы падать на их поверхность.

Так как температура DB-карликов 20 000 К, то, как мы уже говорили, в их атмосфере должна происходить интенсивная конвекция. Поэтому весь водород, перемешиваясь с более глубокими слоями (богатыми гелием), практически не наблюдаем в их спектрах. Такой DB-карлик может образоваться, как показывают расчеты, из белого карлика класса DA, когда последний охладится до температуры около 12 000 К. Кроме того, конвекция должна порождать мощные акустические волны, нагревающие верхнюю часть атмосферы. У такого белого карлика должна образоваться корона, подобная солнечной. Вещество из этой короны может истекать подобно

[23] Такое же разделение элементов наблюдается в верхних слоях атмосферы Земли.

солнечному ветру и препятствовать аккреции водорода на поверхность белого карлика.

Подобным же образом может объясняться отсутствие водорода и в некоторых звездах классов DF и DG.

Итак, мы детально проследили эволюцию, а вернее, остывание, белых карликов. Теперь у нас не остается сомнений, что они представляют собой конечный продукт жизни звезды с массой $M<4$—6 $M_{\odot}$. Более массивные звезды должны давать «обгоревший» остаток с массой, превышающей чандрасекхаровский предел, т. е. для них равновесие в виде белого карлика невозможно. Из них образуются или нейтронные звезды, или «черные дыры», или же они взрываются без остатка.

Рассмотрим, какие процессы происходят в белом карлике при приближении к чандрасекхаровскому пределу.

В соотношении масса — радиус, показанном на рис. 4, когда масса приближается к предельному значению, радиус стремится к нулю, а плотность звезды — к бесконечности. Однако еще в 30-е годы Л. Д. Ландау в СССР, а также У. Бааде и Ф. Цвикки в США показали, что при высокой плотности фермиевские энергии электронов настолько высоки, что электроны могут в ядрах белых карликов соединяться с протонами: $e^- + p \rightarrow n + \nu$, т. е. должен идти так называемый процесс нейтронизации ядер. Эффекты нейтронизации, как показывают расчеты, должны сказываться на равновесии белых карликов уже при плотностях $\sim 10^9$—10^{10} г/см^3 (в зависимости от их состава). Таким образом, белые карлики должны иметь конечную плотность в центре, а их радиус не может быть меньше определенного значения (около $2 \cdot 10^8$ см). В частности, из-за нейтронизации звезда может не достичь чандрасекхаровского предела (предельная масса снижается примерно на 10%). При очень больших плотностях давление электронного газа уже не может препятствовать гравитационному коллапсу, и белый карлик превращается в нейтронную звезду.

Что может уберечь белый карлик от коллапса? Оказывается, при вращении белого карлика его устойчивость к коллапсу повышается: из-за сохранения момента увеличивается «упругость» вещества, тем самым дол-

жно повышаться предельное значение Чандрасекхара для массы. На такую возможность увеличения предельной массы указывал еще в 1947 г. английский астрофизик Ф. Хойл. Расчеты автора, а затем и других ученых показали, что при дифференциальном вращении, когда разные слои вращаются с различной угловой скоростью, это значение может увеличиться до 2 M_C.

ТАК ЛИ ВСЕ ПРОСТО?

Наше изложение может создать впечатление, что эволюция белого карлика — это спокойное его угасание без каких-либо эксцессов. Однако, как показали наблюдения, это не так.

Одним из самых удивительных открытий последних лет было обнаружение оптических пульсаций, т. е. регулярной переменности белых карликов. В 1967—1968 гг. была открыта такая переменность блеска DB-карлика HZ 29 с периодом $P=1051$ с (17,5 мин) и DA-карлика HL Тельца 76 с периодом $P=750$ с. Амплитуды переменности у них были невелики: у первой блеск изменялся на 2%, а у второй — на 15%. В последующие годы была разработана новая техника наблюдений (с помощью ЭВМ), которая позволила обнаружить переменность еще нескольких белых карликов с амплитудами изменения их блеска до сотых долей процента. На конец 1976 г. число обнаруженных переменных белых карликов возросло до 10. Почти все они относятся к классу DA и имеют температуры $T_{эф} \approx 10^4$ К. Их периоды заключены в пределах от ~ 200 с до ~ 30 мин. Некоторые из этих белых карликов имеют несколько периодов. Например, G 44—32 имеет периоды 1638, 822 и 600 с. На периодические изменения блеска могут накладываться нерегулярные вспышки: тот же HL Тельца 76 иногда вспыхивает, увеличивая свой блеск на 40%, а HZ 29 может «мерцать» — на несколько процентов увеличивает свой блеск в течение характерного времени от 20 с до 5 мин.

Чем же удивительно это открытие? Ведь на самом деле теоретики ожидали пульсаций белых карликов. Например, американский ученый Дж. Острайкер даже предпринял специальные их поиски. Однако ждали совсем не тех периодов изменения блеска...

Если звезда радиально пульсирует, то период легко оценить по формуле математического маятника: $P = 2\pi(l/g)^{1/2}$ Вместо длины l надо просто подставить радиус звезды R, а за ускорение силы тяжести принять $g = GM/R^2$. Получаем

$$P = 2\pi\left(\frac{R^3}{GM}\right)^{1/2} \approx 10^3 \varrho_{ср}^{-1/2}\ \text{с},$$

где $\varrho_{ср}$ — средняя плотность звезды. Для белых карликов $\varrho_{ср} \approx 10^{5-6}$ г/см^3, и, таким образом, ожидались периоды порядка нескольких секунд. Точные расчеты дают для радиальных пульсаций $P \approx 4$ с при $M = 1{,}2\ M_C$ и $P = 18$ с при $M = 0{,}4\ M_C$. Периоды больше 50 с невозможно объяснить с помощью радиальных пульсаций.

Сейчас еще нет удовлетворительной количественной теории пульсаций белых карликов, хотя и предложено несколько вероятных объяснений. Часть наблюдений возможно интерпретировать вращением белого карлика с горячим или холодным пятном. Такие пятна, подобные пятнам на Солнце, могут возникать на поверхности белых карликов с магнитным полем. Однако таким образом нельзя было объяснить наличие нескольких периодов. В таких случаях мы, скорее всего, наблюдаем нерадиальные колебания белых карликов; при этом вещество на полюсе, например, поднимается, а на экваторе — опускается, и наоборот. При нерадиальных пульсациях возможны большие периоды, а также наличие нескольких периодов. Но до сих пор непонятно, как возбуждаются эти колебания.

Возможны и другие варианты объяснений больших периодов переменности белых карликов.

Наблюдения HZ 29 показали, что эта система, скорее всего, является двойным белым карликом с периодом орбитального движения, равным наблюдаемому ($P = 17{,}5$ мин). Это необычайно короткий период для двойных звезд. Один белый карлик в этой системе должен иметь обычную массу (0,5—1 M_C), а второй, очень маломассивный, — массу $M \approx 0{,}04\ M_C$. Последний имеет большие размеры и может «перетекать» на своего соседа. Оттекающее вещество, падая на более массивную звезду, видимо, образует некую дискообразную структуру. Нерегулярности свечения этого диска могут объяснять квазипериодическое и нерегулярное свечение.

Открытие пульсаций тесно связано еще с одной за-

гадкой астрономии — проблемой вспышек новых. Новыми называют звезды, которые резко (в течение нескольких дней) увеличивают свой блеск в десятки тысяч или в миллионы раз. Новая Лебедя, вспыхнувшая в августе 1975 г., увеличила блеск в сотню миллионов раз — каждый мог наблюдать ее невооруженным глазом. В течение нескольких недель новые слабеют и становятся примерно такими же, как были до вспышки.

Есть очень похожие на них звезды, вспыхивающие немного с меньшей амплитудой, зато их вспышки повторяются через несколько десятков лет. Их называют «повторными» новыми. Наблюдаются и так называемые карликовые новые — они изменяют блеск в 10—100 раз, но вспыхивают с интервалами всего лишь в год или даже за десяток дней.

Постепенно астрономы пришли к выводу, что все эти звезды являются двойными системами, причем обычно очень тесными. Наблюдения показали, что некоторые из них тоже пульсируют в оптическом диапазоне спектра.

Первой (еще в 1956 г.) была открыта переменность бывшей новой DQ Геркулеса с периодом $P=71$ с и амплитудой 4—2%. Затем, одновременно с открытием пульсаций белых карликов, стали замечать быструю переменность других новоподобных звезд. Сейчас их известно около десятка с периодами от 16 до 34 с и с амплитудами изменения блеска обычно меньше процента. У них часто наблюдается несколько периодов. Близость этих характеристик к наблюдаемым у белых карликов позволяет предположить, что новые и новоподобные звезды содержат белый карлик. У одной из таких звезд — WZ Стрелы, действительно наблюдается спектр, типичный для DA-карлика. У других спектр белого карлика затмевается ярким светом газового диска и второй компоненты двойной системы.

Таким образом, белый карлик в двойной системе может себя очень бурно проявлять (полное энерговыделение при вспышке может достигать у новых $\sim 10^{45}$ эрг). Как это происходит? Законченной теории пока нет. Скорее всего, вещество (богатое водородом) перетекает с обычной звезды на белый карлик, накапливается на его поверхности, а затем происходит термоядерный взрыв, сдувающий оболочку (по массе до $\sim 10^{-5}\ M_{\odot}$) и приводящий к резкому усилению светимости (однако ни од-

на теория пока не смогла удовлетворительно описать наблюдения новых).

С пульсациями этих звезд связаны те же проблемы, что и с пульсациями белых карликов. Один случай — DQ Геркулеса, по-видимому, не вызывает сомнений — здесь мы имеем дело с вращением белого карлика. Дело в том, что период DQ Геркулеса необычайно стабилен. Помимо этого, наблюдения поляризации света этой звезды показали, что поляризация меняется с периодом $P=71$ с. Наиболее естественно это интерпретируется как вращение магнитной звезды, на которую происходит аккреция.

У других звезд наблюдения лучше объясняются нерадиальными пульсациями и, возможно, горячими пятнами в аккреционных дисках. В частности, у KT Персея недавно заметили увеличение периода пульсаций (от 21 до 29 с) после вспышки. Это может объясняться нерадиальными колебаниями, параметры которых меняются с остыванием белого карлика.

Интересно отметить, что новейшие открытия рентгеновской астрономии и развитие идей, объясняющих эти открытия, помогают понять и эти классические объекты. Так было в случае DQ Геркулеса. И наоборот, истолкование рентгеновских наблюдений позаимствовало много идей из теории классических двойных звезд.

Мы уже упомянули о поляризации излучения и магнитном поле DQ Геркулеса. Что можно сказать о других белых карликах? Здесь тоже были сделаны замечательные открытия. Магнитное поле обнаруживает себя либо по расщеплению спектральных линий (эффект Зеемана), либо по поляризации излучения. Первым способом магнитное поле достоверно обнаружено у двух белых карликов класса DA. Вторым — у девяти белых карликов, которые почти все не имеют спектральных линий, т. е. принадлежат классу DC, а другие имеют очень сложные спектры с неотождествленными полосами (типа λ 4130, λ 4670). Оценки показывают, что магнитные поля на этих белых карликах составляют 10^6—10^8 Гс. При таких полях спектры атомов и молекул неузнаваемо искажаются, это и не позволяет отождествить спектры магнитных белых карликов [24].

[24] Например, белый карлик G 99—47 относился к классу DC, пока в его спектре не обнаружили деталь спектра водорода, сильно искаженную магнитным полем 16 млн. Гс! Теперь этот белый карлик относят к классу DA.

В двух магнитных белых карликах поляризация излучения меняется регулярно с периодами 1,3 сут и 3,6 ч. Это явление можно интерпретировать как медленное вращение. Сделан ряд интересных открытий относительно белых карликов в далеком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском (до 0,3 кэВ) диапазонах. В последнее время обнаружено излучение в этих диапазонах от нескольких белых карликов (мы уже упоминали о Сириусе В и HZ 43). В настоящее время лучше всего изучен во всех спектральных диапазонах белый карлик HZ 43. Его наблюдения, в частности, проводились во время совместного полета «Союз» — «Аполлон». Сейчас это самый горячий из известных белых карликов ($T_{эф} \approx 110\,000$ К)

Не исключено, что с белыми карликами могут быть связаны и некоторые источники жесткого рентгеновского излучения. Правда, большинство теоретиков сейчас склоняется к тому, что скорее всего их источниками являются нейтронные звезды. Однако с белыми карликами могут быть связаны загадочные гамма-вспышки.

Потерей устойчивости белыми карликами с массой, близкой к предельной, вероятно, могут объясняться грандиознейшие взрывы — вспышки Сверхновых звезд.

Итак, изучение белых карликов продолжается. В нем участвуют и астрономы, и физики. Проблем и загадок, заданных этими маленькими звездами, пока хватает. Несомненно, что новые наблюдения принесут новые загадки, но несомненно также и то, что решение этих загадок расширит наши представления об эволюции звезд и самой Вселенной.

Сергей Иванович Блинников

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Главный отраслевой редактор И. Г. Вирко. Редактор Е. Ю. Ермаков. Младший редактор Т. И. Полякова. Обложка Н. А. Ерыкалова. Худож. редактор В. Н. Конюхов. Техн. редактор Т. Ф. Айдарханова. Корректор А. А. Пузакова.

Т-05072. Индекс заказа 74204. Сдано в набор 19.I-77 г. Подписано к печати 28/II-77 г. Формат бумаги 84×108¹/₃₂. Бумага типографская № 3. Бум. л. 1,0. Печ. л. 2,0. Усл. печ. л. 3,36. Уч.-изд. л. 3,49. Тираж 30 500 экз. Издательство «Знание». 101835, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Заказ 107. Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4. Цена 11 коп.

11 коп. Индекс 70101