

#### § 4. Статистика звезд в конечной точке звездной эволюции

Дают ли астрономические наблюдения какие-либо указания о конечной судьбе массивных звезд, об условиях рождения нейтронных и застывших звезд?

Если коллапс звезды приводит к ядерному взрыву, разрушающему всю или почти всю звезду, то такой взрыв, конечно, должен быть виден с огромного расстояния. Естественно отождествить подобную ядерную катастрофу со вспышками сверхновых звезд, наблюдаемых астрономами. При такой вспышке выделяется энергия порядка  $10^{52}$  эрг или даже больше.

Правда, до сих пор не ясно, какая доля массы звезды выбрасывается при вспышках сверхновых I и II типов [подробнее см. обзор Бербиджей (1968) и монографию Шкловского (1966)]. Если предположить, что каждая звезда с массой, большей  $\sim 1,5 M_{\odot}$ , кончает свою эволюцию вспышкой сверхновой, то количество вспышек сверхновых за интервал времени  $\Delta t$  должно равняться числу массивных звезд, заканчивающих свою эволюцию за тот же интервал  $\Delta t$ . Оценим это последнее число [Хойл и Фаулер (1963 а); Цвикки (1958); Шварцшильд (1958); Новиков и Озерной (1964); Хойл, Фаулер и Бербиджи (1964)] и сравним с наблюдениями.

Будем считать, что звезда в процессе эволюции не теряет существенно свою массу или, во всяком случае, потери эти не столь велики, чтобы сделать массу тяжелой звезды меньше критической. Самым продолжительным периодом жизни звезды является стадия «главной последовательности», когда выгорает водород в центре звезды (см. § 1 гл. 11). Напомним, что время эволюции звезды в этой стадии (практически полное время равновесной эволюции):

$$t \approx 10^{10} \frac{L_{\odot} M}{LM_{\odot}} \text{ лет.}$$

Для ярких звезд главной последовательности выполняется приблизительное соотношение  $L \sim M^3$ , поэтому предыдущую формулу можно переписать в виде

$$t \approx 10^{10} \left( \frac{M_{\odot}}{M} \right)^3 \text{ лет.} \quad (14.4.1)$$

Из наблюдений можно определить число  $dN$  звезд главной последовательности в единице объема пространства с массами в интервале  $M, M + dM$ . Если время жизни звезды  $t$  меньше времени существования Галактики ( $\sim 10^{10}$  лет)\*, то, поделив  $dN$  на  $t$ ,

\*) Выводы мало меняются, если принять  $t_{\text{гал}} \approx 5 \cdot 10^9$  лет.

получим усредненную за последние  $t$  лет частоту звездообразования, совпадающую, в предположении стационарности процесса, с частотой «умирания» звезд данной массы. Подобный расчет, проведенный Сальпетером (1955), дает

$$\frac{dN}{t} = 2 \cdot 10^{-12} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2,4} d \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \frac{\text{звезд}}{\text{pc}^3 \text{ год}}. \quad (14.4.2)$$

Звезды с массой, большей критической \*),  $M > 2M_{\odot}$ , имеют время эволюции меньше возраста Галактики. Умножим (14.4.2) на объем диска Галактики  $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ pc}^3$  и проинтегрировав по массе  $M > 2M_{\odot}$ , получаем число звезд в Галактике с массой больше критической, ежегодно заканчивающих свою равновесную эволюцию:

$$\frac{dN}{dt} = \int_2^{\infty} 0,6 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2,4} d \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \approx 0,2 \frac{\text{звезд}}{\text{год}}. \quad (14.4.3)$$

В зависимости от нижнего предела  $\frac{dN}{dt} = 0,2 \left( \frac{M}{2M_{\odot}} \right)^{-1,4}$ . Отсюда следует, что если бы каждая массивная звезда вспыхивала в конце концов как сверхновая, то каждые десять лет в Галактике должно было бы вспыхивать несколько таких звезд. Это на два порядка больше наблюдаемого числа вспышек, даваемого Цвикки (1958) (одна сверхновая в 300 лет) из наблюдений сверхновых в других галактиках. Кукаркин (1965) указал, что в спиральных галактиках типа нашей частота вспышек сверхновых, по-видимому, 0,01 вспышки в год, но противоречие, тем не менее, остается. Если все звезды с массой, большей некоторой, в конце эволюции вспыхивают как сверхновые, то для того, чтобы дать частоту вспышек  $\sim 0,01$  в год, эта критическая масса  $M_0$  должна быть порядка  $15 M_{\odot}$  [см. об этом Стотерс (1963)]. Следует подчеркнуть, что оценки числа пульсаров находятся в грубом согласии с наблюдаемым числом вспышек сверхновых (см. § 6 гл. 13).

Итак, наблюдения говорят скорее против предположения о том, что в конце эволюции взрыв или какая-либо другая разрушающая звезду катастрофа, дающая мощные наблюдаемые эффекты, препятствует превращению массивной звезды в застывшую. Другой аргумент для этого вывода дают белые карлики в составе двойных (см. об этом ниже). Нет ли других процессов, которые помешают превращению звезды в нейтронную или застывшую?

Может быть, звезда все же избавляется от излишка массы, но не всегда путем катастрофического взрыва, а в большинстве слу-

\*) О величине  $M_{\text{крит}}$  см. конец параграфа.

чаев стационарным истечением вещества с поверхности или небольшими дискретными выбросами массы на протяжении равновесной эволюции [гипотеза Фесенкова об эволюции звезды на главной последовательности (1949); Масевич (1956)]. Наблюдательные данные здесь весьма скудные [их обзор дан у Бербиджей (1962)] и не позволяют дать окончательный ответ.

Заведомо есть звезды, у которых наблюдается интенсивное истечение массы с поверхности. К числу таких звезд принадлежат так называемые звезды типа Вольфа — Райе. Однако это, как правило, очень массивные звезды ( $M \sim 10M_{\odot}$ ); с уменьшением масс сброс поверхностных слоев, как показывают наблюдения, ослабевает [Бербиджи (1962); Рублев (1964)]. Поэтому не ясно, уменьшается ли с течением времени их масса ниже критического предела.

Другой тип звезд, интенсивно теряющих массу — это звезды типа Ве, с яркими линиями в спектре. Они быстро вращаются. Потеря их массы оценивается в  $10^{-6} - 10^{-10} M_{\odot}$  в год. Эти оценки весьма неуверенны\*).

Сильное истечение вещества наблюдается у звезд типа Р Лебеда. Сам сверхгигант\*\*) Р Лебеда теряет  $10^{-5} M_{\odot}$  в год на истечение вещества из оболочки [данные Пэйфиела, приведенные в обзоре Бербиджей (1962)].

Следует отметить, что перечисленные звезды являются характерными членами звездных ассоциаций и, несомненно, молоды [см. монографию под ред. Михайлова (1962)]. Совершенно не известно, какую долю массы теряют они за счет истечения вещества в течение дальнейшей эволюции. Кроме того, астрономы наблюдают уже немолодые звезды с массой, большей критической, которые в дальнейшей эволюции, по-видимому, не проходят перечисленные выше стадии Ве, Р Лебеда, Вольфа — Райе и не могут потерять массу указанным способом. Следовательно, данные о молодых звездах не имеют определяющего значения в решении вопроса, быть или не быть «застывшей» звезде.

Как отмечал еще Шайн (1943), условия выброса вещества из звезд наиболее благоприятны в эволюционной стадии красных гигантов, когда размеры оболочки велики, и ускорение силы тяжести на поверхности звезды мало. Наблюдения показывают, что истечение вещества в этой стадии все же на 1,5 порядка ниже того, которое необходимо для существенного уменьшения массы звезды [Рублев (1964)]. Наконец, для так называемых вспыхивающих звезд типа UV Ceti, которые выбрасывают вещество дискретно (вспышка

\*) Заметим, что потеря массы вследствие излучения света не имеет никакого отношения к вопросу. По существу, нас интересует потеря барионов, а не массы.

\*\*) Напомним, что термины «гигант» и «сверхгигант» в астрономии употребляются для характеристики большой светимости звезды.

происходит в среднем раз в 1,5 суток), наблюдения дают совершенно ничтожную величину [Гершберг (1964)]

$$\frac{dM}{dt} \approx 2 \cdot 10^{-12} M_{\odot}/\text{год.}$$

Однако на хорошо изученном примере трех белых карликов (см. табл. XVI; первые три звезды), входящих в состав двойных систем, можно показать, что при некоторых условиях звезда все же, по-видимому, освобождалась от излишка массы и превращалась в белого карлика.

Т а б л и ц а X V I

Двойные звезды, одна компонента которых является белым карликом

Звезда	Абсолютная визуальная величина	Спек р	Масса, $M/M_{\odot}$	Период обращения, годы
{ Сириус А	1,4	AIV	2,28	} 49,9
{ Сириус В	11,4	A5	0,98	
{ Процион А	2,6	F5IV—V	1,76	} 40,6
{ Процион В	13,1	—	0,65	
{ O <sup>2</sup> Эридана В	10,9	B9	0,45	} 247,9
{ O <sup>2</sup> Эридана С	12,5	M4	0,21	
L745—46	18,7	M	0,02	10 <sup>3</sup>
W485	13,9	M6	0,07	7 · 10 <sup>5</sup>
—37° 6571	5,5	G6V	1,0	3 · 10 <sup>3</sup>
LDS 678	12,5	DM5	0,10	3 · 10 <sup>3</sup>
LDS 235	6,8	dK3	0,60	10 <sup>5</sup>
L 1405—40	12,4	dM2e	0,10	6 · 10 <sup>4</sup>
LDS 455	10,2	K — M	0,20	2 · 10 <sup>4</sup>
W 672	11,9	sdM6	0,15	5 · 10 <sup>3</sup>
LDS 683	8,8	sdM1	0,35	10 <sup>5</sup>
LDS 749	7,2	sdK4	0,50	2 · 10 <sup>5</sup>
L1512—34	11,2	dM5	0,20	10 <sup>5</sup>

Как уже давно отмечалось в литературе, в двух случаях из трех, когда такие двойные системы изучены детально (см. табл. XVI; первые три звезды), масса компоненты, не являющейся белым карликом, больше, и эта компонента является звездой главной последовательности, т. е. не проэволюционировала далеко. Но звезда эволюционирует тем быстрее, чем больше ее масса [см. формулу (14.4.1)].

Так как обе звезды образовались одновременно \*) (вероятность захвата ничтожно мала) и менее массивная уже превратилась

\*) Правда, есть основание думать, что процесс образования звезд в скоплениях растягивается на промежутки порядка времени эволюции массивных звезд [см., например, Коток, Масевич (1963)].

в белого карлика, то главная компонента должна была бы закончить эволюцию. Однако этого нет. Следовательно, вторая компонента имела раньше ббольшую массу, эволюционировала быстрее, а затем эту массу потеряла.

Возможно, здесь некоторую роль играет двойственность системы, хотя взаимная удаленность компонент сейчас очень велика. Другим объяснением (кроме потери массы) может быть разновременное образование компонент в скоплении, где они возникли (см. сноску на стр. 454).

Если в двойной системе происходит потеря массы за время, много меньшее периода обращения, то при выполнении неравенства [Хуанг (1963)]

$$\frac{\Delta M}{M} > \frac{r}{2a}$$

(где  $r$  — расстояние, на котором происходит потеря массы,  $a$  — большая полуось орбиты,  $M$  — суммарная масса) двойная система перестает существовать, так как скорости компонент превышают параболическую \*). Для круговой орбиты это отношение равно  $1/2$ . Массивная звезда должна потерять ббольшую часть своей массы, чтобы превратиться в белый карлик. Ауэр и Вольф (1965) отмечают, что если предполагать первоначальную массу звезды, ставшей белым карликом, больше  $1,5 M_{\odot}$ , конечную массу белого карлика  $0,5 M_{\odot}$  и если звезда второй компоненты из табл. XVI имеет массу, меньшую  $0,5 M_{\odot}$ , то потеря массы системой будет больше половины первоначальной массы. Следовательно, потеря массы должна протекать за время, не меньшее чем период обращения, т. е. за  $\tau > 10^4$  лет для систем, приведенных в табл. XVI. Разумеется, эти рассуждения не столь убедительны, как в случае первых трех звезд, так как массы компонент, не являющихся белыми карликами, меньше чандрасекаровского предела.

Ауэр и Вольф (1965) показали, что наблюдения белых карликов в звездном скоплении Гиады свидетельствуют о том, что превращение массивной ( $M > 2,5 M_{\odot}$ ) звезды главной последовательности в белый карлик за счет потери массы происходит в основном не за счет истечения с экватора при вращении сжимающейся звезды.

В работах Бисноватого-Когана и Зельдовича (1966) предложен механизм медленного гидродинамического истечения массы из звезды на поздних стадиях эволюции. Бисноватый-Коган (1967) показал, что этот механизм может привести к существенной потере массы в ходе эволюции звезд с  $M \gtrsim 15 M_{\odot}$ .

§ Обеспечивает ли подобное истечение всегда превращение массивной звезды в белый карлик? Ответ на этот вопрос может дать

\*) Таким механизмом Блау (1961) объясняет происхождение некоторых быстро летящих звезд; ср. выше § 6 гл. 13.

только подробный расчет и, конечно, наблюдения. Ауэр и Вольф указывают на возможную причину реальности такой ситуации.

Если потеря массы продолжается до тех пор, пока в звезде идет горение гелия или углерода, то прекращение потерь произойдет, когда масса уменьшится до  $M < 0,5 M_{\odot}$  и перестанут протекать указанные ядерные реакции (см. § 1 гл. 11). В таком случае истечение массы автоматически будет уменьшать массу звезды ниже критического предела и концом эволюции явится белый карлик.

Еще одним свидетельством возможности превращения массивной звезды в белого карлика является присутствие белых карликов в звездных скоплениях. Так, в Гиадах открыто 12 белых карликов [см. Эгген и Гринстейн (1965)], причем возраст скопления таков, что закончить эволюцию могли лишь звезды с  $M > 2 M_{\odot}$ .

Правда, как отмечает Лейтен (1952), если бы все звезды Гиад с  $M > 2 M_{\odot}$  превратились в белые карлики, то их полное число в Гиадах должно было бы быть  $\sim 23$ . Хотя список открытых белых карликов в Гиадах, безусловно, не полон, все же их число в скоплении, вероятно, меньше предсказанного. Полной ясности в данном вопросе нет.

По данным внегалактической астрономии, отношение массы галактик к их светимости  $M/L$  различно у галактик разного типа [см., например, обзор Вокулера (1962)]. Оно меняется от 100 (в солнечных единицах  $M_{\odot}/L_{\odot} = 0,5 \text{ г} \cdot \text{сек}/\text{эрг}$ ) для эллиптических галактик до 10 у спиральных, к которым относится и наша Галактика, и до единицы для неправильных. Большое значение отношения  $M/L$  для эллиптических галактик, а также данные об их спектре, возможно, свидетельствуют об отсутствии в них заметного числа молодых ярких звезд и о большом количестве не светящейся или слабо светящейся материи.

В этих галактиках обычно мало межзвездного диффузного вещества. Кроме того, если в них, так же как в скоплениях нашей Галактики, относительно мало белых карликов (см. выше), то все это вместе взятое говорит в пользу наличия в далеко проэволюционировавших эллиптических галактиках трудно наблюдаемых звезд — нейтронных и застывших \*).

Нейтронные звезды после затухания пульсирующего излучения (после того как они перестанут быть пульсарами \*\*) и застывшие звезды являются двумя типами звезд, которые наиболее труд-

\*) Современный анализ этой проблемы для шаровых скоплений проведен в работе Виллера (1970), а для эллиптических галактик — в работе Вольфа и Бербиджа (1970).

\*\*) Как уже отмечалось, возраст наблюдаемых пульсаров не превышает  $10^7$ — $10^8$  лет, откуда следует с большой вероятностью существование ненаблюдаемых старых пульсаров.

ны для наблюдений, т. е. которые «невидимы». Как их можно обнаружить?

Вдали от застывшей или нейтронной звезды при  $r \gg r_g$  поле тяготения точно такое же, как и до коллапса во время нормальной эволюции. Следовательно, в динамике звездных систем невидимые звезды проявляются точно так же, как и обычные. Поэтому в принципе невидимые звезды можно обнаружить следующим образом. По движению видимых звезд вычисляется масса системы, например, шарового звездного скопления. Затем определяется масса всех видимых звезд, газа и пыли. Разность первой и второй величин дает массу невидимой компоненты скопления. Заметим, что сюда войдет не только масса невидимых звезд, но и масса других трудно наблюдаемых форм материи Вселенной: нейтрино, гравитационные волны. Эти виды материи не сконцентрированы специально в галактиках и равномерно заполняют Метагалактику. Разумеется, для относительно небольших систем (звездных скоплений, галактик) масса нейтрино и гравитонов, даже при наибольшей возможной их плотности во Вселенной [см. Зельдович и Смородинский (1961)], пренебрежимо мала по сравнению с вероятной массой невидимых звезд, следовательно, эта поправка несущественна.

Оценим, какую долю от массы видимых звезд Галактики могут составлять невидимые звезды, если бы их образованию не мешали катастрофы и если не учитывать возможность потери массы. Для оценки, очевидно, надо поделить суммарную массу звезд с  $M > 1,2 M_\odot$ , возникших за все время существования Галактики, на массу звезд с  $M < 1,2 M_\odot$ . При этой оценке, поступая аналогично расчету (14.4.3), приходится предполагать, что темп звездообразования оставался неизменным за все время существования Галактики. Кроме того, следует учесть, что минимальная масса звезды, которая успевает за время существования Галактики образоваться из диффузной среды путем гравитационного сжатия, около  $0,1 M_\odot$ . Впрочем, результат изменится (уменьшится) всего в три раза, если взять минимальную массу  $0,01 M_\odot$ . Таким образом, искомое отношение с учетом (14.4.2) будет

$$\frac{M_{\text{невидим}}}{M_{\text{видим}}} = \frac{\int_{1,2}^{\infty} M^{-1,2} dM}{\int_{0,1}^{1,2} M^{-1,4} dM} = 0,6.$$

Итак, невидимая масса может составлять существенную долю видимой. К сожалению, точность определения масс звездных систем и их видимых компонент пока недостаточна для обнаружения невидимых звезд подобным способом. Вращение звезд и

другие источники потери массы могут существенно уменьшить отношение  $M_{\text{невидим}}/M_{\text{видим}}$  [см. Новиков, Озерной (1964)].

При рассмотрении числа коллапсировавших звезд формально минимальная масса исходной звезды равна  $3,2 M_{\odot}$ : это есть масса покоя критической нейтронной звезды (см. табл. XIV в главе о пульсарах). Именно эта величина, а не масса нейтронной звезды после потери энергии (около  $2 M_{\odot}$ ) должна войти в теорию. Однако ввиду неточности вычисления  $M_{\text{крит}}$  (см. стр. 319) мы приняли  $M_{0, \text{крит}} \approx 2M_{\odot}$ .

Фактически (см. § 4 гл. 11 и Приложение 2) потери массы при образовании нейтронных звезд весьма велики. До настоящего времени нет последовательных расчетов, охватывающих весь период спокойной эволюции до релятивистского коллапса. Можно, например, лишь очень грубо предположить, что коллапсары возникают лишь из звезд с  $M_0 > 30M_{\odot}$ . Согласно замечанию Камерона (1971), приведенному в § 1 данной главы, не исключено, что этот процесс сопровождается выделением энергии меньшим, чем при рождении нейтронной звезды (пульсара).

Наконец, напомним, что опыты Вебера, если правильна его интерпретация, требуют присутствия большого числа отонов в ядре нашей Галактики. Только столкновения отонов между собой способны рождают мощные импульсы гравитационного излучения без сопровождения их выделением энергии в обычных формах и в виде нейтрино.

Астрономия в настоящее время стоит на пороге двух тесно связанных между собой событий грандиозной важности: приближается обнаружение и идентификация отдельных релятивистских объектов; назревает понимание роли таких объектов в эволюции звезд, галактик, ядер галактик и квазаров.

## § 5. Отоны космологического происхождения

До сих пор мы говорили главным образом о черных дырах, являющихся конечным этапом релятивистского коллапса звезд достаточно большой массы.

Образование отдельных звезд во Вселенной из разреженного первоначально вещества возможно лишь на сравнительно поздней стадии космологического расширения, в «наше время». В горячей модели Вселенной на ранней стадии давление излучения препятствует проявлению гравитационной неустойчивости расширяющегося вещества, и обособление отдельных тел, как результат роста малых возмущений, невозможно.

Однако в принципе возможно, что с самого начала космологического расширения в отдельных местах были большие неоднородности и отклонения метрики от однородной и изотропной. В этом случае возможно обособление отдельных масс. В горячей модели Вселенной на ранней стадии плотность излучения (а так-