

для которых  $V_{\lambda}$  мало. Вероятно, полная масса газовой составляющей порядка  $10^5 m$  и больше. Масса ядра кометы должна быть по крайней мере в десятки тысяч раз больше, чем масса газовой составляющей, хотя бы уже потому, что за счет материи, составляющей ядро в течение каждого оборота, много раз замещаются улетающие из головы и из хвоста газы. Таким образом для ядра такой кометы получается нижняя граница массы порядка  $10^{10} m$ .

## XI. НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

**1. Наблюдательные данные.** Особое внимание всех астрономов привлекают Новые звезды, т. е. те случаи, когда какая-либо звезда (обычно слабая), не показывавшая до того чего-либо особенного, вдруг в течение одних или нескольких суток увеличивает свою яркость в тысячи и десятки тысяч раз, достигает весьма резкого максимума яркости, а затем медленно слабеет, приближаясь через несколько лет к минимальной яркости, не очень сильно отличающейся от той, которую она имела до вспышки. Характерно, что при огромном изменении яркости от минимума до максимума (в десятки тысяч раз) изменения цветовой температуры сравнительно невелики. Следовательно увеличение яркости является следствием быстрого увеличения размеров звезды. Надо допустить, что иногда в течение суток радиус звезды увеличивается примерно в сто раз, что приводит к скорости расширения звезды порядка  $1000 \text{ км/сек}$ . Мы знаем, что такое расширение поверхности во все стороны целиком подтверждается спектроскопическими наблюдениями.

В самом деле, в начальный период (до максимума и в период максимума) в спектре Новых наблюдаются резкие линии поглощения водорода и других элементов, смещенные по отношению к их нормальному положению к фиолетовому концу на величину, соответствующую радиальной скорости порядка  $1000 \text{ км/сек}$ , что указывает каждый раз на приближение к наблюдателю обращенной к нему части поверхности звезды. Очевидно, это связано с расширением поверхности звезды во все стороны. Однако после максимума смещение линий остается того же порядка величины.

Следовательно на самом деле происходит истечение газов из звезды в окружающее пространство. После максимума появляются также широкие полосы излучения, ширина которых равна удвоенному смещению линий поглощения и центры которых занимают нормальное положение. Интенсивность этих эмиссионных полос с течением времени растет. Причина появления этих эмиссионных полос заключается в флуоресценции выброшенных газов под действием излучения центральной звезды. Иными словами, выброшенные газы образуют вокруг звезды расширяющуюся во все стороны планетарную туманность небольшого радиуса, излучение которой мы наблюдаем в виде ярких линий, наложенных на непрерывный спектр звезды. Ширина линий

объясняется тем, что различные части туманности обладают по отношению к наблюдателю различной радиальной скоростью. Через несколько месяцев после вспышки в спектре Новых, среди ярких полос, появляются полосы, соответствующие запрещенным переходам ионов N и O, характерным для газовых туманностей. Это указывает на то, что, расширяясь, выброшенная материя достигла очень низкой плотности. Через два-три года после вспышки выброшенная из звезды оболочка настолько удаляется от нее, что приобретает заметные угловые размеры. Мы наблюдаем с этого момента уже обычную планетарную туманность, имеющую, однако, гигантскую скорость расширения (порядка  $1000 \text{ км/сек}$ ). Это расширение происходит равномерно. Оно ведет в конце концов к столь сильному разрежению этой туманности, что уже приблизительно через 10 лет туманность, вследствие уменьшения поверхностной яркости, исчезает. Оставшаяся центральная звезда в большинстве случаев имеет спектр Вольфа-Райе, т. е. из нее продолжается истечение. Имеются, однако, указания, что эти звезды, так называемые бывшие Новые, обладая спектром обычных звезд Вольфа-Райе, значительно (на 7—8 величин) уступают им в яркости.

Почти у каждой из Новых имеются свои резкие особенности и иногда даже значительные отклонения от изложенной выше типичной истории развития Новой. Достаточно указать на такие факты, наблюдавшиеся у ряда Новых: вторичные максимумы, флуктуации с небольшой амплитудой на нисходящей ветви кривой яркости, наличие нескольких абсорбционных компонент у интенсивных линий (главным образом у водородных) с различным доплеровским смещением (что указывает на существование нескольких газовых оболочек, поглощающих данную линию из непрерывного спектра звезды и расширяющихся с разными скоростями) и т. д.

**2. Абсолютные яркости Новых в максимуме.** Абсолютные яркости Новых в максимуме колеблются около— $6^m$ . Наиболее полные данные в этом отношении мы имеем из статистики Новых, наблюдавшихся в туманности Андромеды, так как по известному расстоянию этой туманности можно от видимых величин прямо перейти к абсолютным. Средняя яркость Новых в максимуме для этой туманности равна— $5^m, 7$ . Дисперсия абсолютных яркостей невелика—порядка одной величины<sup>1)</sup>.

Особняком стоит группа так называемых „сверх-Новых“, которые изредка наблюдаются во внегалактических туманностях и которые имеют абсолютные величины порядка— $15^m$ . Типичным представителем этой группы является открытая Гартвигом (Hartwig) в 1885 г. звезда S Андромеды—единственная сверх-Новая, наблюдавшаяся до сих пор в туманности Андромеды.

---

<sup>1)</sup> Согласно новой работе Габбла, в которой учитывается поправка за тот факт, что Новые в туманности Андромеды обычно открываются на нисходящей части кривой блеска (а не в момент максимума), средняя абсолютная яркость в максимуме близка к— $7^m$ .

Поскольку в максимуме сверх-Новые почти в десять тысяч раз ярче, чем обыкновенные Новые, они повидимому представляют явление особого рода и нуждаются в специальном рассмотрении. Полученный в 1936 г. на Моунт-Вилсоновской обсерватории спектр одной из сверх-Новых показал наличие ярких полос с шириной порядка 200 Å. Повидимому это указывает на выбрасывание вещества из звезды со скоростью порядка 6000 км/сек. Таким образом с внешней стороны здесь имеется сходство с обыкновенными Новыми, однако масштаб происходящего взрыва значительно больше. Наблюдения над сверх-Новым, вспыхнувшим в 1937 г., целиком подтвердили эту точку зрения.

**3. Статистика Новых.** Габбл считает, что в среднем ежегодно в туманности Андромеды вспыхивает около 30 Новых. Число Новых, вспыхивающих ежегодно в нашей галактике, должно быть еще больше. Однако мы открываем в галактике главным образом те Новые, которые становятся в максимуме доступны невооруженному глазу и которые, следовательно, вспыхивают на сравнительно близком от Солнца расстоянии (не больше 2000 парсек), почему наблюдательная селекция при подсчете Новых в нашей галактике влияет больше, чем при подсчете во внешних галактиках.

Такая большая частота вспышек Новых приводит к выводу, что число вспышек за время жизни нашей галактики (минимальное значение времени жизни галактики мы примем равным  $10^{10}$  лет)<sup>1)</sup> должно быть по меньшей мере порядка  $10^{11}$  и, следовательно, превосходить число всех звезд. Таким образом за время жизни галактики на каждую звезду приходится больше одной вспышки. Соответственный подсчет для туманности Андромеды показывает, что на каждую звезду этой системы приходится за время в  $10^{10}$  лет несколько десятков вспышек. Однако с другой стороны мы знаем, что Солнце за  $2 \cdot 10^9$  лет наверное не пережило такой катастрофы, потому что последняя привела бы к расплавлению земной коры, и возраст земной коры был бы меньше, чем этот отрезок времени. Таким образом некоторые звезды (как Солнце) не испытали вовсе вспышек. Это увеличивает число вспышек за время жизни галактики, приходящихся на каждую из оставшихся звезд.

Создается впечатление, что существует специальный класс звезд, которые подвержены неоднократным вспышкам. Такая точка зрения сближает Новые звезды с Новоподобными переменными (например Т Компаса и RS Офиуха), у которых вспышки с амплитудой порядка 6 величин следуют друг за другом через неравные интервалы порядка двух-трех десятков лет.

---

<sup>1)</sup> Вопрос о короткой и длинной шкале остается наиболее боевым с идеологической точки зрения вопросом современной астрономии. Значение  $10^9$  лет для жизни галактик не только не доказано, но и неприемлемо для нас по методологическим соображениям. Принимая для возраста звезд  $10^{12}$  —  $10^{14}$  лет, что более справедливо, мы приходим к выводу, что в среднем каждая звезда галактики много раз пройдет стадии Новой. (Прим. ред.)

Так или иначе основной задачей в настоящее время является выяснение причины этих гигантских космических катастроф и в частности изучение состояния звезд до и после вспышки. До сих пор удалось дать лишь теоретическую интерпретацию наблюдаемых при вспышке явлений и выяснить ряд интересных деталей; в вопросе о причинах вспышки мы возвращаемся пока лишь в области гипотез.

**4. Теоретическая интерпретация кривой яркости.** Мы рассмотрим здесь вопрос о том, как должна меняться яркость выброшенной в момент вспышки расширяющейся газовой оболочки конечной массы при условии постоянства ее температуры<sup>1</sup>. Мы увидим, что эта яркость будет сперва возрастать до максимума, а затем падать. Для этого решим сперва простую задачу о яркости массы газа, заполняющей с равномерной плотностью некоторую сферу радиуса  $R$  и имеющую повсюду одну и ту же температуру  $T$ .

Из рис. 17 видно, что интенсивность излучения, выходящего на расстоянии  $r$  от центра диска, равна

$$I(r) = \int_0^{\sqrt{R^2-r^2}} \eta e^{-\alpha(\sqrt{R^2-r^2}-s)} ds + \int_0^{\sqrt{R^2-r^2}} \eta e^{-\alpha(\sqrt{R^2-r^2}+s)} ds, \quad (11.1)$$

где  $\eta$  — объемный коэффициент излучения и  $\alpha$  — объемный коэффициент поглощения. Очевидно, что в (11.1) мы при принятых условиях  $T = \text{const}$  и  $\rho = \text{const}$  можем положить  $\eta = \text{const}$  и  $\alpha = \text{const}$ . Тогда

$$\begin{aligned} I(r) &= \frac{\eta}{\alpha} \left( 1 - e^{-\alpha\sqrt{R^2-r^2}} \right) + \frac{\eta}{\alpha} \left( e^{-\alpha\sqrt{R^2-r^2}} - e^{-2\alpha\sqrt{R^2-r^2}} \right) = \\ &= \frac{\eta}{\alpha} \left( 1 - e^{-\alpha\sqrt{R^2-r^2}} \right). \end{aligned}$$

Полное количество энергии, излучаемое всей газовой массой внутри некоторого телесного угла  $d\omega$ , будет равно

$$d\omega \cdot 2\pi \int_0^R I(r) r dr = \pi \frac{\eta}{\alpha} d\omega \left[ R^2 + \frac{R}{\alpha} e^{-2\alpha R} - \frac{1}{2\alpha^2} (1 - e^{-2\alpha R}) \right].$$

Принимая, что имеет место локальное термодинамическое равновесие, мы можем положить  $\frac{\eta}{\alpha} = I_0$ , где  $I_0$  — интенсивность излучения абсолютно-черного тела при данной температуре. Интегрируя по всем телесным углам, найдем для светимости  $L$ :

$$L = 4\pi^2 I_0 R^2 \left[ 1 + \frac{1}{\alpha R} e^{-2\alpha R} - \frac{1}{2\alpha^2 R^2} (1 - e^{-2\alpha R}) \right].$$

<sup>1</sup> См. подробнее у Ш. Г. Горделадзе, Бюллетень Абастуманской обсерватории, 1, 55, 1937.

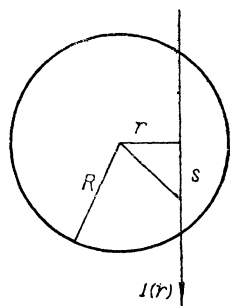


Рис. 17.

Но  $\alpha R$  есть не что иное, как оптическая толщина нашей массы газа, отсчитанная от центра до периферии. Обозначим ее через  $\tau_0$ . Итак:

$$L = 4\pi^2 I_0 R^2 \left[ 1 + \frac{1}{\tau_0} e^{-2\tau_0} - \frac{1}{2\tau_0^2} (1 - e^{-2\tau_0}) \right]. \quad (11.2)$$

Формула (11.2) и определяет светимость массы газа в зависимости от радиуса  $R$  и оптической толщины  $\tau_0$ . Мы будем применять эту формулу к оболочкам, выбрасываемым при вспышках Новых. Конечно, в реальной оболочке  $\frac{\eta}{a} = I_0$  возрастает при углублении внутрь газовой массы, но это возрастание происходит достаточно медленно с оптической глубиной, чтобы не ска-

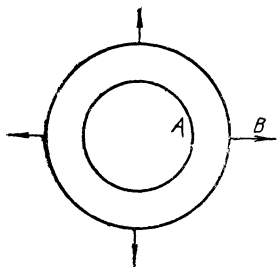


Рис. 18.

заться заметно на порядке величины излучаемой наружу энергии. Значительно сложнее обстоит дело с гипотезой о постоянстве плотности внутри объема, занимаемого газом. Если мы допускаем, что расширяющаяся оболочка вокруг Новой образовалась в результате единичного акта выбрасывания, то распределение плотностей будет зависеть от того, существовала ли разница скоростей между внешним и внутренним краями оболочки или нет. Если такая разница скоростей не существовала, то внутри оболочки образовалась бы пустая полость, в центре которой находилась бы звезда. Это допущение мало вероятно. На самом деле некоторая конечная разность скоростей должна существовать, поэтому линейная толщина оболочки  $AB$  (рис. 18) должна расти пропорционально времени, так же как и радиус оболочки. Поэтому внутренняя полость не может быть велика. Как мы увидим далее, после выбрасывания оболочки истечение материи продолжается, и, конечно, никакой пустоты внутри расширяющейся оболочки не должно быть. Однако пока мы ограничимся рассмотрением лишь той материи, которая выброшена при самом начале вспышки, и допустим, что плотность и в этом случае равномерна. Тогда для объемного коэффициента поглощения можно написать:

$$\alpha = \frac{\beta \varrho^2}{T^4}, \quad (11.3)$$

где вместо  $T^{9/2}$  мы написали  $T^4$ , а  $\beta$  — постоянный множитель, соответственным образом выбранный, чтобы в интересующем интервале температур формула (11.3) давала бы хорошее приближение.

Для  $\tau$  будем иметь:

$$\tau_0 = \alpha R = \frac{\beta \varrho^2 R}{T^4}$$

или, так как

$$\varrho = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi R^3}, \quad (11.4)$$

где  $M$  — масса оболочки:

$$\tau_0 = \frac{9\beta}{16\pi^2} \frac{M^2}{R^5 T^4}. \quad (11.5)$$

Подставляя значение  $R$  из (11.5) в (11.2), найдем:

$$L = 4\pi^2 I_0 \left( \frac{9\beta}{16\pi^2} \right)^{2/5} \frac{1}{T^{8/5}} \frac{M^{4/5}}{\tau_0^{2/5}} \left[ 1 + \frac{1}{\tau_0} e^{-2\tau_0} - \frac{1}{2\tau_0^2} (1 - e^{-2\tau_0}) \right]. \quad (11.6)$$

Можно считать, что при расширении выброшенной оболочки  $M$  и  $T$  остается постоянным (а следовательно и  $I_0$ ). Поэтому формула (11.6) дает  $L$  в зависимости лишь от одной переменной величины  $\tau_0$ . После начала вспышки  $R$  растет и, следовательно, согласно (11.5),  $\tau_0$  убывает. При некотором значении  $\tau_0$  светимость  $L$  имеет максимум. Для того чтобы найти максимум  $L$ , мы, согласно (11.6), должны найти максимум выражения

$$\lambda = \frac{1}{\tau_0^{2/5}} \left[ 1 + \frac{1}{\tau_0} e^{-2\tau_0} - \frac{1}{2\tau_0^2} (1 - e^{-2\tau_0}) \right]. \quad (11.7)$$

Простое вычисление показывает, что это выражение имеет максимум, который достигается при  $\tau_0 = 1,7$ , и соответствующее значение  $\lambda$  равно:

$$\lambda_{\max} = 0,84. \quad (11.8)$$

Равенства (11.6), (11.7) и (11.8) дают для светимости в максимуме:

$$L_{\max} = 4\pi^2 I_0 \left( \frac{9\beta}{16\pi^2} \right)^{2/5} \frac{0,84}{T^{8/5}} M^{4/5} = C \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{4/5} L_\odot. \quad (11.9)$$

Мы приходим к важному выводу о том, что при заданной температуре максимальная яркость Новой зависит от массы выброшенной оболочки. В формуле (11.9)

$$C = 4\pi^2 I_0 \left( \frac{9\beta}{16\pi^2} \right)^{2/5} \frac{0,84}{T^{8/5}} \frac{M_\odot^{4/5}}{L_\odot}.$$

Принимая во внимание, что  $L_\odot = 4\pi^2 I_\odot R_\odot^2$ , где  $I_\odot$  есть интенсивность излучения абсолютно-черного тела при температуре Солнца, находим:

$$\begin{aligned} C &= 0,84 \frac{I_0}{I_\odot} \left( \frac{9\beta M_\odot^2}{16\pi^2 R_\odot^5 T_\odot^4} \right)^{2/5} \left( \frac{T_\odot}{T} \right)^{8/5} = 1,8 \left( \frac{T}{T_\odot} \right)^{12/5} \left( \frac{9\beta M_\odot^2}{16\pi^2 R_\odot^5 T_\odot^4} \right)^{2/5} = \\ &= 1,8 \left( \frac{T}{T_\odot} \right)^{12/5} \left( \frac{\beta \varrho_\odot^2 R_\odot}{T_\odot^4} \right)^{2/5}. \end{aligned} \quad (11.10)$$

Формулу (11.9) можно переписать в виде

$$m_{\text{abs. max}} = m_{\text{abs. } \odot} - 2,5 \lg C - 2 \lg \frac{M}{M_\odot}.$$

Численное значение  $m_{\text{abs. } \odot} - 2,5 \lg C$  при  $T = 10000^\circ$  равно  $-17,2$ . Поэтому

$$m_{\text{abs. max}} = -17,2 - 2 \lg \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (11.11)$$

Получаемое по этой формуле значение дает, конечно, болометрическую абсолютную величину. Обратно, по известной абсолютной величине в максимуме может быть определена масса выброшенной оболочки. Мы получаем, что средняя масса выброшенной оболочки порядка  $10^{-6} M_{\odot}$ . Однако для наиболее ярких из обыкновенных Новых ( $m_{\text{abs. max}} = -10$ ), например Новой Орла, масса оболочки порядка  $10^{-4} M_{\odot}$ .

Нужно отметить, что формулы (11.6) и (11.5), определяющие  $L$  как функцию  $R$  (а следовательно и времени, так как, грубо говоря,  $R = vt$ , где  $v$  — скорость выбрасывания для внешней границы оболочки), дают кривую яркости, характерную для Новых: быстрый и резкий подъем и значительно более медленное спадание яркости. Все же наблюдаемое уменьшение яркости происходит медленнее, чем это следует при выведенных значениях массы  $M$  согласно этим формулам. В самом деле, после максимума при  $\tau_0 \ll 1$  мы имеем из (11.6), что яркость будет убывать как  $\tau_0^{3/5}$  или, если принять во внимание (11.5), пропорционально  $\frac{1}{R^3}$ , где  $R$  — радиус выброшенной оболочки. При таком темпе убывания яркости самые яркие из галактических Новых должны были бы исчезать для невооруженного наблюдателя не позже, чем через два месяца после максимума. На самом деле они бывают видны невооруженным глазом значительно больший период. Это обстоятельство, так же как наличие иногда вторичных максимумов и более мелких колебаний, указывает на то, что после максимума происходит непрерывное истечение. Это непрерывное истечение приводит к тому, что у звезды получается протяженная фотосфера. Нужно думать, что через две-три недели после максимума главная часть энергии излучается именно этой протяженной фотосферой звезды, а не первоначально выброшенной оболочкой. Падение яркости указывает, что эффективный радиус этой протяженной фотосферы (т. е. радиус того слоя, оптическая глубина которого равна единице) уменьшается с течением времени. А это должно быть связано с уменьшением мощности истечения.

Через неделю после вспышки эффективный радиус звезды уже не превосходит нескольких десятков миллионов километров. Расстояния такого порядка выбрасываемые из звезды атомы проходят в течение нескольких часов. За такой короткий срок яркость Новой после максимума меняется обычно мало. Поэтому можно считать истечение стационарным для каждого данного момента времени. Стационарность истечения делает возможным применение теории протяженных фотосфер. В самом деле, вследствие стационарности испускания, плотность обратно про-

порциональна квадрату расстояния до центра (во внешних слоях):

$$\rho = \rho_1 \left( \frac{r_1}{r} \right)^2, \quad (11.12)$$

где  $\rho_1$  и  $r_1$  суть плотность и расстояние до центра в точке, оптическая глубина которой равна единице. С другой стороны, по определению этой точки:

$$1 = \int_{r_1}^{\infty} \frac{\beta \rho^2}{T_1^4} dr = \frac{\beta \rho_1^2}{3T_1^4} r_1. \quad (11.13)$$

Вместе с тем светимость равна

$$L = \pi r_1^2 a c T_1^4. \quad (11.14)$$

Уравнения (11.13) и (11.14) при известных  $T_1$  и  $L$  определяют собой  $\rho_1$  и  $r_1$ . Между тем мощность испускания материи, т. е. количество материи, испускаемое в единицу времени, равна  $4\pi r_1^2 \rho_1 v$ , где  $v$  — скорость испускания, которая при  $\tau < 1$  принимается постоянной.

Мы находим для потери массы звездой:

$$\frac{dM}{dt} = - \frac{4 \sqrt{3} \pi^{1/4}}{\beta^{1/2} (ac)^{3/4}} \frac{L^{3/4}}{T_1} v. \quad (11.15)$$

Таким образом значение светимости  $L$  и температуры дает нам возможность вычислить мощность истечения, если известна скорость, определяемая непосредственно спектроскопическими наблюдениями. Следовательно, можно вычислить путем интегрирования по времени и полную массу, истекающую из звезды от максимума до достижения минимальной яркости. Оказалось, что для всех Новых масса, выброшенная вследствие непрерывного истечения, в несколько раз превосходит массу первоначально выброшенной оболочки, и для более ярких Новых она порядка  $10^{-4} M_{\odot}$ .

Как указывалось выше, после достижения своей минимальной яркости спектр Новой оказывается типа звезд Вольфа-Райе. Мы можем отсюда заключить, что истечение продолжается и в этот период. Однако мы ничего не знаем о продолжительности последней стадии, что не дает возможности определить полное количество выброшенной материи. Важно только подчеркнуть, что стадия Вольф-Райе для Новых является прямым доказательством того, что в процессе вспышки, после отделения первоначальной оболочки, происходит и непрерывное истечение. Процесс же отделения первоначальной оболочки носит характер взрыва.

**5. Интерпретация спектров Новых.** Основные факты, касающиеся спектров Новых звезд после максимума яркости, могут быть довольно хорошо объяснены с помощью теории выброшенной оболочки. В самом деле, после максимума выброшенная обо-



лочка образует прозрачную для непрерывного спектра ( $\tau_0 < 1$ ), расширяющуюся туманность. Та часть материи туманности, которая находится между центральной звездой и наблюдателем, приближается к наблюдателю и, поглощая отдельные частоты из непрерывного спектра звезды, дает линии поглощения. Одновременно вся оболочка дает эмиссионную линию, широкую и несмещенную, как и следовало ожидать от расширяющейся оболочки. Таким образом линия поглощения расположена на фиолетовой границе соответствующей эмиссионной линии. Иногда бывает, что на фиолетовой стороне эмиссионной полосы видно несколько компонент линии поглощения. Каждому компоненту соответствует некоторая определенная скорость расширения оболочки. Повидимому наличие этих компонент связано с рядом оболочек или, точнее, с рядом максимумов, имеющих место для мощности истечения, протекающего после главного максимума. Эти максимумы в мощности истечения должны отражаться и на кривой яркости в виде вторичных максимумов. Надо отметить, однако, что до сих пор ни для одной Новой не был произведен подробный анализ, устанавливающий связь между вторичными максимумами и появлением вторичных компонент у линий поглощения.

Большую ценность представляют данные, которые мы можем получить на основании изучения контуров эмиссионных полос Новых звезд. Поскольку, в отличие от планетарных туманностей, мы не можем здесь всю оболочку считать прозрачной к излучению линий, теория контуров эмиссионных полос сильно усложняется. Однако в случае запрещенных линий мы можем считать, что самообращение не может играть никакой роли, ибо коэффициент поглощения в запрещенных линиях очень мал. Таким образом, поскольку контур запрещенной линии обусловлен целиком эффектом Доплера, мы можем сказать, что он дает нам возможность выяснить, какой процент возбужденных атомов обладает той или иной радиальной скоростью.

Наиболее простой гипотезой является предположение, что атомы вылетают во все стороны в одинаковом количестве (симметричная оболочка). В этом случае контур должен быть плоским, т. е. интенсивность внутри полосы постоянна. Можно считать, что у некоторых Новых контуры запрещенных линий действительно носят такой „плоский“ характер, по крайней мере в первом приближении. Однако в некоторых случаях имеются указания на два максимума — полоса имеет раздвоенный вид. Особенно сильно это раздвоение было выражено у Новой Геркулеса 1934 г. Никакая дисперсия скоростей при сферической симметрии не может объяснить такого раздвоения. В самом деле, допущение о том, что разные слои обладают различными скоростями при условии сферической симметрии, приводит к максимуму в центре линии.

Таким образом раздвоение запрещенных линий заставляет полагать, что имеет место отклонение от сферической симметрии. Вопрос о характере отклонения от сферической сим-

метрии не может быть однозначно решен на основании одних лишь контуров. Сделаем простейшее возможное предположение. Допустим, что радиальное испускание материи происходит вдоль некоторого большого круга на поверхности звезды, например экватора. Пусть, далее, наблюдатель расположен в плоскости того же круга. Пусть  $V_r$  — радиальная скорость атома, летящего в направлении, образующем угол  $\theta$  с лучом зрения, а  $V$  — скорость истечения. Из формулы  $V = V_r \cos \theta$  следует:

$$d\theta = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_r}{V}\right)^2}} \frac{dV_r}{V} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{a}\right)^2}} \frac{d\Delta\lambda}{a}, \quad (11.16)$$

где  $\Delta\lambda = \lambda \frac{V_r}{c}$ ;  $a = \lambda \frac{V}{c}$ . Если испускание частиц происходит вдоль экватора равномерно, то количество частиц, испускаемых в долготах между  $\theta$  и  $\theta + d\theta$ , будет пропорционально  $d\theta$ , и поэтому интенсивность внутри контура будет пропорциональна  $\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{a}\right)^2}}$ , т. е. будет иметь два резких максимума при  $\Delta\lambda = \pm a$ . Таким образом может быть объяснено раздвоение линий.

Точно также допущение о том, что истечение имеет место из двух противоположных друг другу точек на поверхности звезды, тоже могло бы объяснить раздвоение запрещенных линий. Так или иначе надо допустить преимущественные направления или преимущественные плоскости выбрасывания вещества.

В связи с этим стоит и важный вопрос о сгущениях в расширяющихся туманностях вокруг Новых звезд. Дело в том, что в 1928 г. Финзен оповестил о разделении Новой Живописца на три компонента А, В и С. Компоненты А и В были одинаковой яркости, а компонент С на  $0,5^m$  слабее. Все три компонента удалялись по прямым из одной точки. Важно, что компоненты В и С слабели с течением времени быстрее, чем А. Так, в 1931 г. С был на 3,7 величин слабее, чем А. Все компоненты заключены в расширяющуюся туманность, окружающую Новую.

Таким же образом Квипер в 1935 г. открыл двойственность Новой Геркулеса, причем оба компонента удалялись друг от друга с огромной линейной скоростью.

Естественно, что эти наблюдения привели к гипотезе о том, что в результате вспышки звезда в этих случаях разделялась на две или три звезды. Однако, со всех точек зрения более вероятно, что только один из наблюдаемых компонентов является обычной звездой, в то время как другие компоненты являются лишь сгущениями в окружающей туманности. С течением времени эти сгущения должны рассеяться, постепенно слабей. С этой точки зрения понятно, почему компоненты В и С у Новой Живописца слабели весьма быстро по сравнению с компо-

нентом А. Хотя окончательно указанный вопрос будет решен лишь дальнейшими наблюдениями, мы все же остановимся на этой более вероятной интерпретации.

Наличие сгущений является прямым указанием на неравномерность выбрасывания в различных направлениях. Мы видели, что как раз в случае Новой Геркулеса это безусловно подтверждается изучением контуров запрещенных линий.

Наконец, следует для полноты упомянуть весьма важный факт из спектроскопической истории Новых звезд, касающийся относительной интенсивности запрещенных линий  $\lambda$  4363 и дублета  $N_1$  и  $N_2$ . При появлении запрещенных линий среди эмиссионных полос, т. е. при переходе к небулярной стадии спектра, сперва появляется линия 4363 (O III), быстро достигающая значительной интенсивности, и лишь впоследствии линии  $N_1$  и  $N_2$ , которые вначале слабы. Таким образом в первый период небулярной стадии отношение  $\frac{4363}{N_1 + N_2}$  — обратное тому, которое имеется в газовых туманностях. С течением времени линии  $N_1$  и  $N_2$  усиливаются и в конце небулярной стадии становятся сильнее, чем  $\lambda$  4363.

Проблема интенсивностей этих линий была разобрана в главе о газовых туманностях, где были получены общие формулы (7.44) для чисел атомов  $n_3$  и  $n_2$  в состояниях  ${}^1S_0$  и  ${}^1D_2$  соответственно. Очевидно, что в начальной фазе небулярной стадии плотность велика и еще достаточно препятствует запрещенным переходам. В формулах (7.44) мы можем поэтому пренебречь спонтанными переходами по сравнению с теми, которые происходят под влиянием столкновений, откуда, применяя формулу (7.38), получим:

$$\frac{n_3}{n_2} = \frac{g_3}{g_2} e^{-\frac{h\nu_{23}}{kT}}. \quad (11.17)$$

Для отношения интенсивностей  $r$  будем иметь:

$$r = \frac{A_{3 \rightarrow 2} n_3 h \nu_{23}}{A_{2 \rightarrow 1} n_2 h \nu_{12}} = \frac{A_{3 \rightarrow 2}}{A_{2 \rightarrow 1}} \frac{\nu_{23}}{\nu_{12}} \frac{g_3}{g_2} e^{-\frac{h\nu_{23}}{kT}}. \quad (11.18)$$

При достаточно высокой температуре электронного газа (10 000° и выше) это отношение больше единицы. В рассматриваемом случае число излучаемых квантов в запрещенных линиях зависит не от числа возбуждений, как в туманностях, а от вероятности соответствующих переходов. Чем слабее запрет, тем ярче соответствующая линия. При разрежении оболочки, окружающей Новую, условия становятся подобными условиям в туманностях. Важно, что результат наблюдений указывает на сравнительно высокую температуру электронного газа, ибо в случае низкой температуры даже формула (11.18) дает для  $r$  значение, меньшее единицы.

**6. Применение метода Занстра к определению температур Новых после максимума яркости.** Поскольку выброшенная оболочка образует вокруг Новой туманность, в которой процессы возбуждения

совершенно аналогичны тем, которые происходят в планетарных туманностях, представляется возможным и к этим объектам применить метод Занстра, по крайней мере в тот период, когда коэффициент дилуции излучения  $W$  достаточно мал. Впервые это было сделано Билсом<sup>1)</sup> для Новой Орла 1918 г. за сентябрь того же года. По линиям He II им была получена температура в 67 000°.

Однако надо указать, что каждый раз при таких определениях по линиям He II получаются значительно более высокие температуры, чем по водородным линиям. Можно сказать, что температуры не столько меняются при переходе от одной Новой до другой, сколько при переходе от одних линий, служащих основой применения метода Занстра, к другим. Возможно, что даже в небулярной стадии интенсивность некоторых незапрещенных линий определяется не столько излучением первоначально выброшенной туманности, сколько излучением материи, истекающей в данный момент из звезды и находящейся недалеко от ее поверхности. В этом случае, как указывается в главе XII о звездах Вольфа-Райе, применение метода Занстра может привести к неправильным результатам. Поэтому возможно, что температуры, получаемые по линиям He II, являются преувеличенными.

**7. Полная энергия, выделяемая во время вспышки Новых.** Полная энергия, излучаемая Новой за период вспышки, может быть вычислена по кривой абсолютной яркости, если известна для каждого момента болометрическая поправка, т. е. температура, от которой последняя зависит. Неточное знание температуры вносит некоторую неопределенность в численные результаты. Все же удалось подсчитать, что для более ярких из обыкновенных Новых количество излучаемой энергии колеблется в пределах от  $10^{45}$  до  $10^{46}$  эргов. Однако надо отметить, что часть освобождающейся при вспышке энергии не излучается прямо, а расходуется на: 1) отрыв всей изверженной материи от звезды, 2) на придание изверженной материи кинетической энергии, соответствующей скорости выбрасывания порядка 1000 км/сек, 3) на работу расширения испускаемых газов.

Зная массу выброшенной материи и скорость выбрасывания, мы можем оценить и кинетическую энергию выброшенных газов. Она тоже оказывается порядка  $10^{45}$  эргов.

Точно так же и работа отрыва оказывается того же порядка, если допустить, что масса и радиус центральной звезды порядка значений тех же величин для Солнца. Вычисление работы расширения произвести трудно. В самом деле, эта работа равна

$$\int p dV = \frac{R}{\mu} M_1 \int T \frac{dV}{V}, \quad (11.19)$$

где  $R$  — газовая постоянная,  $M_1$  — масса выброшенной оболочки, а  $T$  — средняя температура ее. Интегрирование нужно распро-

<sup>1)</sup> Publ. Dominion Astrophysical Observatory, Victoria, 6, 9, 1934.

странить на период от минимума до максимума яркости, так как после максимума расширение происходит, возможно, за счет охлаждения. Незнание средней температуры не позволяет про- извести нужного вычисления. Однако, зная выброшенную массу, мы можем для первоначальной статической звезды на основе теории структуры фотосферы рассчитать температуру до вспышки того слоя, который разделяет оставшуюся массу и впоследствии выброшенную. Эта температура должна быть верхней границей для средней температуры, входящей в формулу (11.19). Интересно, что такого рода подсчет дает работу расширения столь малую, что ею можно пренебречь по сравнению с работой, затраченной на кинетическую энергию частиц.

Оценка количества выделяемой при вспышке энергии пред- ставляет огромный интерес с точки зрения выяснения причины вспышки, а также выяснения космогонического значения самого факта вспышки.

Ряд авторов высказывал мысль, что вспышка представляет собой катастрофу, сопровождающую переход звезды из одной конфигурации равновесия в другую. Поскольку в данном случае имеет место выделение энергии, то предполагалось, что происходит переход из конфигурации с малой плотностью к более плотной конфигурации, с меньшим значением радиуса. Осво- бождающаяся гравитационная энергия будет порядка

$$GM^2 \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right), \quad (11.20)$$

где  $r_2$  и  $r_1$ —начальные и конечные радиусы конфигураций.

Из наблюдений нам известно, что звезды, обладающие массой порядка солнечной и больше, могут иметь две равновесные кон- фигурации: одна конфигурация соответствует некоторой точке на главной ветви диаграммы Рессела, другая конфигурация носит название белых карликов. С другой стороны, Новая звезда после вспышки является горячей звездой типа Вольфа-Райе и вместе с тем карликом—по абсолютной яркости. Значит ее можно считать белым карликом. Поэтому Милн предположил, что вспышка Новой как раз сопровождается переход из обыкно- венной конфигурации в конфигурацию белого карлика. Осво- бождающаяся гравитационная энергия по формуле (11.20) должна быть порядка  $10^{50}$  эргов. Между тем мы видели, что при вспышках обыкновенных Новых освобождается энергия порядка  $10^{45}$  —  $10^{46}$  эргов. Это является затруднением для гипотезы Милна. Правда, это затруднение можно обойти, предполагая, что освобождающаяся гравитационная энергия идет на увеличение других видов энергии звезд (например, на повышение температуры их недр и пр.). Однако такая точ- ная компенсация, в результате которой выделяется только ничтожная часть освободившейся гравитационной энергии, пред- ставляется мало вероятной. С другой стороны, гипотеза Милна противоречит и статистике Новых звезд. Из статистики, как

указано выше, следует, что, по крайней мере, часть звезд переживала вспышку большое число раз.

Малость выбрасываемой массы по сравнению с массой всей звезды, а также малость выделяемой энергии по сравнению с гравитационной энергией, заставляет думать, что за время по крайней мере одной вспышки не происходит во внутреннем строении звезды фундаментальной перестройки, несмотря на гигантский переворот, происходящий во внешних слоях.

**8. Новоподобные переменные.** Справедливость высказанной здесь точки зрения становится особенно ясной, если мы рассмотрим факты, касающиеся так называемых Новоподобных переменных, представителями которых являются RS Офиуха и Т Компаса.

Т Компаса является в нормальном состоянии звездой 14 величины; со времени ее открытия наблюдались три вспышки (в 1890 г., 1902 г. и 1920 г.). Каждая из вспышек характеризуется быстрым подъемом яркости и несколько более медленным падением. Спектр в максимуме сходен со спектрами типичных Новых. Собственно говоря, единственная разница между вспышкой типичных Новых и вспышкой Т Компаса заключается в амплитуде и отчасти в скорости спада яркости. Амплитуда Т Компаса порядка 6—7 величин, в то время как у типичных Новых порядка 10 величин. Вероятно абсолютная яркость в максимуме меньше, чем у типичных Новых, что указывает на малость выброшенной массы. С другой стороны, нетрудно видеть, что оболочка небольшой массы должна быстрее падать в своей яркости. Таким образом быстрое угасание звезды после вспышки является вполне естественным. У RS Офиуха наблюдаются две вспышки, но вместе с тем имеются колебания в минимуме.

Совершенно очевидно, что звезда не меняет своего внутреннего строения каждые 10 или 20 лет. Можно показать, что время, потребное только для установления лучевого равновесия, должно измеряться по меньшей мере миллионами лет. Таким образом нельзя говорить о быстрой смене равновесных конфигураций.

За 10 или 20 лет даже лучистая энергия не может перейти из глубоких слоев звезды наружу. Следовательно, выделяемая при вспышках энергия освобождается во внешних слоях звезды. Выше указывалось, что и Новые звезды вероятно вспыхивают по несколько раз, и поэтому трудно провести резкую грань между Новыми и Новоподобными звездами.

Сказанное заставляет думать, что Новая или Новоподобная звезда представляет собой некоторые фазы в жизни звезд, когда звезда находится в состоянии, сопровождающемся вспышками. Возможно, что не все звезды проходят через эту стадию. Но это уже другой вопрос.

**9. Механизм и причина вспышки.** Несомненно, что при вспышке Новых освобождается огромное количество энергии, которая идет на излучение, кинетическую энергию выбрасываемых газов

и т. д. В каких слоях звезды происходит освобождение этой энергии? Если верна та точка зрения, что вспышка Новой связана с перестройкой внутренних слоев звезды, сопровождаемой выделением разности энергий старой и новой конфигураций, то освобождение энергии имеет место в самых глубоких слоях звезды. Однако, рассматривая прохождение лучистой энергии, нетрудно видеть, что для того чтобы излучение могло пробиться из центральных областей наружу, требуются в среднем по крайней мере миллионы лет. Кроме того, освободившаяся в центре звезды энергия не вся одновременно достигает поверхности звезды, а будет прибывать к поверхности постепенно, растянувшись на время порядка миллиона лет, что особенно важно. Таким образом, если в центральных областях звезды освободилось некоторое количество энергии, то передача этой энергии путем лучеиспускания к поверхности звезды приведет к весьма незначительному увеличению яркости, продолжаясь, однако, миллионы лет. Повышение светимости  $\delta L$  будет пропорционально количеству освободившейся энергии  $E$  и обратно пропорционально тому промежутку времени  $\tau$ , в течение которого энергия будет продолжать прибывать к поверхности

$$\delta L = \frac{E}{\tau},$$

и будет при  $E = 10^{45}$  э и  $\tau = 3 \cdot 10^{14}$  сек равно  $\delta L = 10^{31}$  э/сек, т. е. измеряться долями процента или процентами. Никакого взрыва не будет, и весь процесс будет протекать плавно.

С другой стороны, освобождающейся в рассматриваемом случае энергии не хватит для того, чтобы разбросать во все стороны материю всей звезды, преодолев силу тяжести, и выйти наружу таким образом. Поэтому единственный способ выхода наружу заключается в диффузии через всю толщу звезды, на что требуются миллионы лет.

Таким образом мы приходим к необходимому выводу, что освобождение энергии происходит в сравнительно неглубоких слоях — почти непосредственно под выброшенным слоем. В самом деле, энергия взрыва, освобождаясь в этом месте, передается вышележащим слоям и приводит их в движение.

Поскольку мы пришли к выводу о том, что освобождение энергии (взрыв) происходит как раз под теми слоями, которые при вспышке выбрасываются, то, зная массу выброшенной при первоначальном взрыве оболочки и структуру фотосферы первоначальной звезды до вспышки, мы можем определить физические условия (температуру и давление) в том месте, где произошел взрыв. Так, если допустить, что фотосфера звезды до вспышки носила „нормальный“ статический характер, то, принимая  $R = R_{\odot}$ ,  $g = g_{\odot}$  и  $T_{\text{eff}}$  в пределах между  $6\,000^{\circ}$  и  $10\,000^{\circ}$ , найдем для температуры слоя, в котором произошла вспышка, цифру порядка  $150\,000^{\circ}$  (когда выброшенная масса порядка  $10^{-5} M_{\odot}$ ). Само собой разумеется, что в результате взрыва в этом

слое могла получиться и вероятно получилась значительно более высокая температура. Это повышение температуры привело к увеличению давления и, следовательно, к расширению внешних слоев, т. е. к вспышке.

Что касается до последующего после вспышки непрерывного истечения материи из звезды, то это истечение является естественным следствием отделения внешней оболочки в результате вспышки. В самом деле, в результате отделения внешней оболочки вскрываются более горячие слои, лежащие под фотосферой, и это вызывает увеличение потока энергии. До вспышки в этих слоях ускорение, получаемое от светового давления в единицу времени, было равно

$$\frac{\kappa H}{c} = \frac{\kappa}{4} a T_{\text{eff}}^4,$$

поскольку поток был равен  $H = \frac{ac}{4} T_{\text{eff}}^4$ . Это ускорение компенсировалось притяжением. После вспышки ускорение будет уже порядка

$$\frac{\kappa}{4} a T_1^4,$$

где  $T_1$  — уже температура вскрывшегося слоя. Величина  $\kappa$  в обоих случаях одна и та же, ибо она обусловлена температурой и плотностью вскрытого слоя. Следовательно, мы будем иметь увеличение светового давления в отношении

$$\left( \frac{T_1}{T_{\text{eff}}} \right)^4,$$

т. е. в десятки тысяч раз. Между тем сила тяжести осталась той же самой. Следовательно равновесие вскрывшихся слоев невозможно; эти слои получают радиально-направленный импульс и начнут расширяться. Их отделение повлечет за собой расширение более глубоких слоев, и истечение материи может протекать довольно продолжительное время. Таким образом из звезды установится истечение, и через некоторое время, после рассеяния оболочки, у нас останется звезда Вольфа-Райе. Конечно, трудно указать сейчас, какова должна быть продолжительность этой стадии. Было бы весьма интересно разработать теорию в количественном отношении и получить зависимость между глубиной слоя, в котором произошел взрыв, и мощностью истечения и т. д.

Резюмируя сказанное выше о теории Новых звезд, можно констатировать, что причина вспышки, точнее сила, приводящая к взрыву, неизвестна. Однако, если допустить, что во внешних слоях звезды такой взрыв происходит, то наблюдаемые в связи с этим явления находят себе довольно естественное объяснение.

**10. Сверх-Новые.** Совершенно особое положение занимают сверх-Новые звезды, т. е. такие Новые, которые в максимуме имеют абсолютную яркость, примерно на 10 величин превосходящую абсолютную яркость обыкновенных Новых. Их космого-



ническое значение вероятно очень велико. Однако, наблюдательные данные относительно сверх-Новых весьма скудны.

Представительницей сверх-Новых может служить S Andromedae, вспыхнувшая в 1885 г. и доходившая в максимуме до абсолютной величины —15. Она находилась близ самого центра туманности Андромеды. Сверх-Новые вспыхивают повидимому весьма редко — в каждой галактике приблизительно одна в тысячелетие. Поэтому мы не можем ждать, пока они вспыхнут в нашей галактике, и вынуждены обратиться к внешним галактикам. На Моунт-Вилсоновской обсерватории удалось получить в 1936 г впервые спектр сверх-Новой, появившейся в скоплении галактик Comae. Оказалось, что спектр содержит широкие эмиссионные полосы на непрерывном фоне. Эти полосы соответствуют линиям различных элементов, и в этом отношении мы имеем сходство с „обыкновенными“ Новыми. Однако ширина эмиссионных полос значительно больше, и вычисленная по ним скорость расширения соответствует 6000 км/сек. Эти выводы были подтверждены в 1937 г. наблюдениями спектров еще двух сверх-Новых.

Таким образом сверх-Новые представляют собой еще более грандиозные катастрофы, чем обыкновенные Новые. К сожалению, выведенную нами формулу, связывающую абсолютную величину в максимуме с массой выброшенной оболочки, нельзя применить к сверх-Новым по той причине, что плотность в максимуме и после максимума у оболочки сверх-Новой, несмотря на большую массу, будет настолько мала, что наряду с процессами поглощения в оболочке будут происходить процессы томсоновского рассеяния свободными электронами, причем коэффициент рассеяния будет значительно больше, чем коэффициент поглощения, и теория значительно усложняется.

Однако несомненно, что массы оболочек, выбрасываемых сверх-Новыми, во много раз больше масс оболочек „обыкновенных Новых“ и достигают уже некоторой заметной (0,1 и больше) доли массы Солнца. Энергия, излучаемая во время вспышки, будет порядка  $10^{49}$ — $10^{50}$  э, если не считать ее температуру аномально высокой, как делают это авторы разных гипотез о природе сверх-Новых. Поэтому можно сказать, что при вспышке сверх-Новой происходит: 1) существенное изменение массы звезды, 2) выделение количества энергии, сравнимое с величиной гравитационной энергии звезд.

Несомненно, что вспышка сверх-Новой связана с переходом звезды из одного состояния в другое, существенно отличное от первого. Надо надеяться, что ближайшие годы дадут нам возможность собрать необходимый наблюдательный материал по этому вопросу.

## ХII. ЗВЕЗДЫ ВОЛЬФА-РАЙЕ

К классу звезд Вольфа-Райе относятся все звезды, имеющие в спектре широкие полосы излучения на непрерывном фоне. Длины волн середин этих полос совпадают с длинами волн спектральных линий атомов и ионов различных легких элементов,