

Г л а в а VI

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Огромное большинство звезд обладает абсорбционными спектрами, не меняющимися заметно с течением времени. Атмосферы этих звезд были подробно рассмотрены в гл. I и II. При этом, в согласии с наблюдательными данными, допускалось отсутствие в атмосферах каких-либо нестационарных процессов. Правда, пример Солнца показывает, что такие процессы в действительности происходят (пятна, протуберанцы и т. д.). Однако их масштаб сравнительно невелик и они не влияют на наблюдаемые характеристики всей звезды.

В то же время наблюдениями обнаружено большое число звезд с сильными и быстрыми изменениями спектра и блеска. Характерной чертой таких звезд является наличие в их спектрах ярких линий. Очевидно, что во внешних слоях этих звезд происходят нестационарные процессы значительных масштабов. Как показали подробные исследования, эти процессы связаны с выбрасыванием из звезды больших количеств вещества. В результате вокруг звезды образуется расширяющаяся оболочка, в которой и возникают яркие спектральные линии.

Звезды, выбрасывающие вещество, весьма разнообразны. Одни звезды выбрасывают вещество более или менее непрерывно в течение длительного времени. К ним, в частности, относятся звезды типов Вольфа — Райе, Р Лебедя и Ве. В других случаях выбрасывание вещества из звезды носит характер взрыва. С таким процессом мы встречаемся при вспышках новых звезд. Особенно большие количества вещества и энергии выделяются при вспышке сверхновой звезды, представляющей собой одно из самых грандиозных явлений в Галактике.

Звезды указанных типов являются наиболее замечательными представителями нестационарных звезд. Их изучение составляет очень важную задачу астрофизики, так как оно в сильной степени способствует выяснению природы звезд и путей их развития.

Физические условия в оболочках нестационарных звезд в некоторых отношениях близки к условиям в газовых туманностях. Поэтому при рассмотрении нестационарных звезд мы часто будем пользоваться результатами, изложенными в предыдущей главе.

§ 28. Звезды с яркими спектральными линиями

1. **Звезды ранних классов с яркими линиями.** Звездные спектры с яркими линиями относятся преимущественно либо к самым ранним, либо к самым поздним классам (мы не говорим сейчас о новых

и родственных им звездах). Из них наиболее полно изучены звезды ранних классов с яркими линиями, т. е. звезды типов Вольфа — Райе, Р Лебедя и Ве. В основном это объясняется меньшей сложностью физических процессов, протекающих в атмосферах указанных звезд.

Звезды типа Вольфа — Райе (WR) по степени возбуждения и ионизации атомов соответствуют спектральному классу О. Их спектры состоят из наложенных на непрерывный фон широких эмиссионных полос Н, Не I, Не II, С III, N III и других атомов с очень высокими потенциалами ионизации. С фиолетовой стороны некоторых из ярких полос видны слабые линии поглощения. Ширина ярких полос составляет несколько десятков ангстрем, а интенсивность внутри полосы иногда в 10—20 раз превосходит интенсивность непрерывного спектра. Поэтому энергия, излучаемая звездой в ярких линиях, оказывается сравнимой с энергией, излучаемой в непрерывном спектре (в видимой или фотографической области). Билс установил, что спектры звезд WR разделяются на две последовательности: азотную и углеродную. В спектрах первой последовательности имеются полосы азота в разных стадиях ионизации, но нет полос углерода и кислорода; в спектрах второй последовательности содержатся полосы углерода и кислорода в разных стадиях ионизации, но нет полос азота. Степень возбуждения и ионизации атомов в обеих последовательностях примерно одинакова. Впоследствии были обнаружены спектры типа WR с полосами и азота, и углерода. Все же следует считать, что в одних спектрах WR интенсивнее линии азота, в других — углерода.

Звезды WR часто оказываются компонентами спектрально-двойных систем. Некоторые из них являются затменными переменными. Изучение таких систем дало много ценных сведений о звездах WR. Так, было найдено, что их массы порядка 10 масс Солнца.

Визуальные абсолютные величины звезд WR порядка — 3^m. Эти звезды — одни из самых ярких объектов Галактики. Однако спектрами WR обладают также новые звезды через несколько лет после вспышки и некоторые ядра планетарных туманностей. Указанные звезды значительно слабее собственно звезд WR. Их визуальные абсолютные величины равны в среднем +5^m.

К звездам WR примыкают звезды типа Р Лебедя, принадлежащие к спектральному классу В. В спектрах этих звезд, как и в спектрах звезд WR, видны яркие линии, приблизительно симметричные относительно центральных частот и ограниченные с фиолетовой стороны линиями поглощения (рис. 35, а). Однако, в отличие от спектров WR, ширина ярких линий в этом случае не так велика, а линии поглощения, наоборот, гораздо более интенсивны.

Кроме звезд типа Р Лебедя, эмиссионными линиями обладают также другие звезды спектрального класса В. Их называют просто звездами типа Ве. Профили линий в спектрах звезд типа Ве могут быть охарактеризованы следующим образом: на широкую и неглу-

бокую линию поглощения накладывается менее широкая эмиссионная линия, которая в одних случаях бывает одиночной, в других — раздвоенной (рис. 35, б и в). Спектры звезд типа Be претерпевают заметные изменения с течением времени. Например, меняются относительные интенсивности компонент ярких линий. Иногда яркие линии исчезают совершенно и звезда типа Be превращается в нормальную звезду класса В. Вместе с изменениями спектра наблюдаются также небольшие колебания блеска звезды.

Объяснение эмиссионных спектров рассматриваемых звезд основывается на предположении об истечении вещества из звезды, приводящем к образованию вокруг нее протяженной движущейся оболочки. Так как коэффициент дилатации излучения в оболочке мал, то, опираясь на теорему Росселанда (см. § 22), мы можем утверждать, что оболочка должна поглощать идущие от звезды кванты больших частот и перерабатывать их в кванты меньших частот. Иными словами, свечение оболочки происходит в принципе так же, как свечение газовой туманности, т. е. за счет ультрафиолетовой энергии звезды. Очевидно, что для появления ярких линий в спектре звезды необходимо, чтобы ее температура была достаточно высокой (как показывают простые подсчеты, приблизительно больше 20 000 К). Поэтому яркие линии, возникающие за счет ультрафиолетовой энергии звезды, и наблюдаются только в спектрах самых горячих звезд (классов О и В).

По профилям ярких линий в спектрах звезд можно судить о характере выбрасывания вещества из звезды. Обычно принимается, что из звезд типа WR происходит непрерывное истечение вещества с приблизительно постоянной интенсивностью во все стороны. Такое движение вещества должно приводить к наблюдаемым профилям линий, симметричным относительно центральной частоты. При этом удаляющееся от нас вещество дает часть линии, расширенную в красную сторону спектра, а приближающееся — в фиолетовую. Так как спектры звезд типа WR не претерпевают заметных изменений с течением времени, то надо считать, что истечение вещества из них является стационарным.

Более сложно объяснение профилей линий в спектрах звезд типа Be. Согласно Струве эти звезды очень быстро вращаются, вследствие чего и наблюдаются широкие линии поглощения в их спектрах. Судя по ширине линий, скорости вращения звезд на экваторе доходят до нескольких сотен километров в секунду. Струве

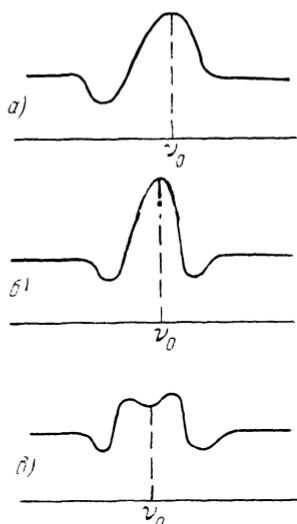


Рис. 35

ве считал, что благодаря вращению происходит истечение вещества из экваториальной плоскости звезды, приводящее к образованию газового кольца, вращающегося вокруг звезды. В газовом кольце и возникают яркие линии, накладывающиеся на широкие линии поглощения. Так как скорость вращения кольца меньше скорости вращения звезды (вследствие сохранения углового момента), то яркая линия оказывается уже линии поглощения. Понятно, что истечению из них вещества, но не является причиной истечения. Это следует из того, что эмиссионный спектр звезд типа Ве испытывает иррегулярные изменения с течением времени (а иногда и исчезает вовсе). Поэтому истечение вещества из рассматриваемых звезд должно носить иррегулярный характер.

Для истолкования спектров звезд типов WR, Р Лебедя и Ве (и других нестационарных звезд) нужна теория возникновения спектральных линий в протяженных движущихся оболочках звезд. Основы теории будут изложены ниже (подробнее см. [1] и [2]).

2. Профили эмиссионных линий. Скорости движения оболочек обычно составляют десятки и сотни километров в секунду, т. е. они гораздо больше средних термических скоростей атомов. Поэтому можно считать, что профили эмиссионных линий определяются в основном движением оболочки. Влиянием других факторов на профиль линии в первом приближении можно пренебречь.

Мы сейчас получим формулу, определяющую профиль эмиссионной линии при произвольном поле скоростей в оболочке. Примем также во внимание возможную непрозрачность оболочки для излучения в линии.

Будем рассматривать линию, возникающую при переходе из k -го состояния в i -е данного атома. Коэффициент поглощения α_{ik} и коэффициент излучения ε_{ik} будем считать постоянными в интервале $v_{ik} - \frac{\Delta v_{ik}}{2} < v < v_{ik} + \frac{\Delta v_{ik}}{2}$ и равными нулю вне этого интервала. Здесь v_{ik} — центральная частота линии, $\Delta v_{ik} = 2 \frac{u}{c} v_{ik}$, где u — средняя тепловая скорость атома, c — скорость света.

Возьмем координатную систему xyz с началом координат в центре звезды и осью z , направленной к наблюдателю. Обозначим скорость движения атомов в оболочке через $v(x, y, z)$, а ее проекцию на ось z через $v_z(x, y, z)$. Будем считать, что $v \gg u$.

Очевидно, что при сделанных предположениях относительно α_{ik} и ε_{ik} излучение частоты v будет посыпаться к наблюдателю не всей оболочкой, а только ее некоторой областью, расположенной по обе стороны от поверхности равных лучевых скоростей, определенной уравнением

$$v = v_{ik} + \frac{v_{ik}}{c} v_z(x, y, z). \quad (28.1)$$

Границы упомянутой области находятся от поверхности (28.1) по лучу зрения (т. е. по оси z) на расстоянии, соответствующем изменению частоты на величину $\Delta v_{ik}/2$. Обозначая граничные значения z через z_1 и z_2 и пользуясь малостью u по сравнению с v , получаем

$$\Delta v_{ik} = \frac{v_{ik}}{c} \left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right| (z_2 - z_1), \quad (28.2)$$

или

$$z_2 - z_1 = \frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|}. \quad (28.3)$$

Пусть $I_{ik}(x, y, v)$ — интенсивность излучения, идущего от точки диска звезды с координатами x, y в частоте v внутри линии. Так как «толщина» слоя, дающего излучение в частоте v (т. е. разность $z_2 - z_1$), сравнительно невелика (за исключением отдельных мест), то величины α_{ik} и ε_{ik} можно считать постоянными в этом слое вдоль оси z и равными их значениям на поверхности (28.1). Поэтому для интенсивности $I_{ik}(x, y, v)$ имеем

$$I_{ik}(x, y, v) = \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} [1 - e^{-\alpha_{ik}(z_2 - z_1)}]. \quad (28.4)$$

Полная энергия, излучаемая оболочкой в частоте v в единице телесного угла, дается формулой

$$E_{ik}(v) = \iint I_{ik}(x, y, v) dx dy. \quad (28.5)$$

Пользуясь (28.3) и (28.4), вместо (28.5) находим

$$E_{ik}(v) = \iint \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} \left[1 - e^{-\frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|} \alpha_{ik}} \right] dx dy. \quad (28.6)$$

Интегрирование здесь производится по поверхности (28.1). Формула (28.6) и определяет искомый профиль эмиссионной линии.

Приближенно оболочка может быть разбита на две области: непрозрачную для излучения в рассматриваемой линии и прозрачную для этого излучения. В первой области величина $\frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|} \alpha_{ik}$ пре-

восходит единицу, во второй она меньше единицы. Интеграл (28.6) в первой области равен

$$E'_{ik}(v) = \iint \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} dx dy, \quad (28.7)$$

а во второй

$$E''_{ik}(v) = \iint \varepsilon_{ik} \frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|} dx dy. \quad (28.8)$$

Входящие в приведенные формулы величины α_{ik} и ε_{ik} следующим образом выражаются через концентрацию поглощающих атомов n_i и концентрацию излучающих атомов n_k :

$$\varepsilon_{ik} = \frac{n_k A_{ik} h v_{ik}}{4\pi \Delta v_{ik}}, \quad (28.9)$$

$$\alpha_{ik} = \frac{n_i B_{ik} h v_{ik}}{\Delta v_{ik} c} \left(1 - \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i} \right), \quad (28.10)$$

где A_{ik} и B_{ik} — эйнштейновские коэффициенты переходов. Учитывая связь между A_{ik} и B_{ik} , получаем

$$\frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} = \frac{2 h v_{ik}^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_k}{g_i} \frac{n_i}{n_k} - 1}. \quad (28.11)$$

Соотношение (28.11), как это и должно быть, переходит в формулу Планка, когда n_k/n_i определяется формулой Больцмана.

Таким образом, для вычисления профиля эмиссионной линии необходимо знать как распределение скоростей в оболочке, так и распределение поглощающих и излучающих атомов. Ниже будет показано, как могут быть найдены величины n_i и n_k . Тем самым задача о вычислении профилей эмиссионных линий будет решена до конца.

В качестве примера применения формул (28.7) и (28.8) найдем профили эмиссионных линий, образованных оболочкой, расширяющейся с постоянной для всех слоев скоростью ($v = \text{const}$). Обозначим через r расстояние данного объема от центра звезды и через ϑ — угол между направлением движения атомов и направлением на наблюдателя. Тогда будем иметь

$$v_z = v \cos \vartheta, \quad \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{v}{r} \sin^2 \vartheta, \quad (28.12)$$

а поверхность равных лучевых скоростей, соответствующая частоте v , будет определяться уравнением

$$v = v_{ik} + \frac{v_{ik}}{c} v \cos \vartheta. \quad (28.13)$$

Допустим сначала, что оболочка прозрачна для излучения в линии. Тогда из формулы (28.8), учитывая, что $dx dy = 2\pi \sin^2 \vartheta r dr$, получаем

$$E''_{ik}(v) = 4\pi \frac{u}{v} \int \varepsilon_{ik} r^2 dr. \quad (28.14)$$

Таким образом, прозрачная оболочка дает эмиссионную линию с прямоугольным профилем (т. е. интенсивность внутри линии постоянна). Очевидно, что ширина линии соответствует удвоенной скорости расширения оболочки.

Если оболочка непрозрачна для излучения в линии, то из формулы (28.7) в рассматриваемом случае находим

$$E'_{ik}(v) = 2\pi \sin^2 \vartheta \int \frac{\epsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} r dr, \quad (28.15)$$

или, принимая во внимание (28.13),

$$E_{ik}(v) = 2\pi \left[1 - \left(\frac{v-v_{ik}}{v_{ik}} \frac{c}{v} \right)^2 \right] \int \frac{\epsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} r dr. \quad (28.16)$$

Следовательно, непрозрачная оболочка дает эмиссионную линию с параболическим профилем.

Аналогично могут быть определены профили эмиссионных линий, образованные оболочкой, в которой скорость расширения v зависит от r . Как легко понять, для прозрачной оболочки в этом случае профили линий будут симметричными с интенсивностью, убывающей при удалении от центра линии (так как они получаются наложением друг на друга прямоугольных профилей с различными ширинами). Такие профили очень похожи на профили линий, образованных непрозрачной оболочкой при $v=\text{const}$. Поэтому прежде чем по профилям линий делать заключения о распределении скоростей в оболочке, необходимо выяснить, прозрачна или непрозрачна оболочка для излучения в линиях.

Для решения указанного вопроса можно рассмотреть несколько эмиссионных линий одного и того же атома в спектре звезды. Очевидно, что в случае прозрачной оболочки профили всех этих линий должны быть подобны друг другу. Если же оболочка частично непрозрачна для излучения в линиях, то для разных линий будут непрозрачны разные части оболочки, вследствие чего и профили рассматриваемых линий должны различаться между собой.

В тех случаях, когда оболочка находится близко от звезды (например, когда она образуется в результате стационарного истечения вещества из звезды), при определении профилей эмиссионных линий необходимо принимать во внимание эффект экранирования звездой части оболочки. Благодаря этому эффекту линия становится несимметричной.

Если оболочка непрозрачна для излучения в линии, то в части оболочки, находящейся между звездой и наблюдателем, возникает линия поглощения. В случае радиального истечения вещества из звезды эта линия смешена в фиолетовую сторону спектра. Эмиссионная линия, возникающая в оболочке, частично накладывается на линию поглощения.

При помощи формулы (28.6) можно также определить профили эмиссионных линий, образованных оболочкой, выбрасываемой из вращающейся звезды. Эта задача имеет значение для интерпретации спектров звезд типа Be.

3. Интенсивности эмиссионных линий. В § 24 были определены интенсивности эмиссионных линий для случая газовых туманностей.

Как мы помним, задача свелась к решению системы линейных алгебраических уравнений

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n^+ C_i(T_e), \quad (28.17)$$

выражающих условия стационарности для каждого из возбужденных состояний атома. Здесь n_i , n_e , n^+ — концентрации атомов в i -м состоянии, свободных электронов и ионов соответственно, $n_e n^+ C_i(T_e)$ — число захватов электронов ионами на i -й уровень в 1 см^3 за 1 с. При написании этих уравнений считалось, что туманности прозрачны для излучения в линиях субординатных серий, так как степень возбуждения атомов в туманностях очень мала.

Эмиссионные линии в спектрах звезд типов WR, Р Лебедя и Be возникают в принципе так же, как эмиссионные линии в спектре туманностей, т. е. в результате photoионизаций и рекомбинаций. Однако степень возбуждения атомов в оболочках рассматриваемых звезд не так мала, как в туманностях, вследствие чего оболочки могут быть непрозрачными для излучения в линиях субординатных серий. Поэтому уравнения (28.17) не всегда могут быть использованы для определения интенсивностей эмиссионных линий в спектрах звезд. Вообще говоря, в данном случае следует составить и решить новую систему уравнений, учитывающую непрозрачность оболочки для излучения в линиях, т. е. включающую в себя наряду с уравнениями стационарности для каждого уровня также и уравнения переноса излучения в каждой линии.

Необходимость принять во внимание движение оболочки еще более усложняет задачу. Однако если градиент скорости в оболочке достаточно велик (а в рассматриваемых оболочках дело так и обстоит), то задача существенно упрощается. Объясняется это тем, что при наличии градиента скорости в оболочке кванты в линиях могут выходить не только из ее пограничных областей, но также и из внутренних областей вследствие эффекта Доплера. Грубо говоря, благодаря градиенту скорости оболочка становится в какой-то мере прозрачной для излучения в линиях. В этом случае задача об определении интенсивностей эмиссионных линий опять сводится к некоторой системе алгебраических уравнений (однако не линейных, как в случае туманностей).

Чтобы составить упомянутые уравнения, надо принять во внимание следующие процессы: 1) ионизацию атомов из каждого состояния под действием излучения звезды; 2) рекомбинацию на каждый уровень; 3) спонтанные переходы из верхних состояний в нижние; 4) переходы из нижних состояний в верхние при поглощении квантов в линии, излучаемых оболочкой.

Число спонтанных переходов из k -го состояния в i -е, происходящих в 1 см^3 за 1 с, равно $n_k A_{ki}$. Если оболочка прозрачна для излучения в данной линии, то излучаемые при этом переходе кванты выходят беспрепятственно наружу, и обратные переходы не происходят.

дят вовсе. Если оболочка непрозрачна для излучения в линии и градиент скорости в ней отсутствует, то почти все кванты в линии поглощаются в оболочке, и число переходов из k -го состояния в i -е почти точно равно числу переходов из i -го состояния в k -е. При наличии же градиента скорости в оболочке некоторая доля квантов в линии выходит из оболочки вследствие эффекта Доплера. Эту долю мы обозначим через β_{ik} . Тогда число переходов $k \rightarrow i$ будет больше числа обратных переходов на величину $n_k A_{ki} \beta_{ik}$.

Так как число переходов атомов из k -го состояния во все другие должно равняться числу переходов в i -е состояние, то мы имеем

$$n_i \left(\sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ki} + B_{ic} \rho_{ic} \right) = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \beta_{ik} + n_e n^+ C_i (T_e), \quad (28.18)$$

где $n_i B_{ic} \rho_{ic}$ — число ионизаций из i -го состояния. Величины ρ_{ic} считаются известными и равными

$$\rho_{ic} = W \rho_{ic}^*, \quad (28.19)$$

где ρ_{ic}^* — плотность излучения за границей i -й серии в атмосфере звезды и W — коэффициент диллюции излучения.

При определении величин β_{ik} , как и раньше, примем, что как коэффициент поглощения α_{ik} , так и коэффициент излучения ϵ_{ik} в линии частоты v_{ik} отличны от нуля и постоянны в интервале $\Delta v_{ik} = 2 \frac{u}{c} v_{ik}$ и равны нулю вне этого интервала. Кроме того, допустим, что область оболочки, в которой поглощается излучение в данной линии, сравнительно невелика (вследствие большого градиента скорости), так что плотность вещества и градиент скорости в этой области можно считать постоянными.

Рассмотрим излучение в линии частоты v_{ik} , выходящее из некоторого элементарного объема в направлении s внутри телесного угла $d\omega$. На пути от s до $s+ds$ будет поглощена следующая доля излученных квантов:

$$e^{-\alpha_{ik}s} \left(1 - \frac{|v'_{ik} - v_{ik}|}{\Delta v_{ik}} \right) \alpha_{ik} ds, \quad (28.20)$$

где множитель $e^{-\alpha_{ik}s}$ учитывает поглощение излучения на пути от нуля до s , а множитель $1 - \frac{|v'_{ik} - v_{ik}|}{\Delta v_{ik}}$ — изменение частоты излучения вследствие эффекта Доплера. При этом

$$v'_{ik} - v_{ik} = \frac{v_{ik}}{c} \frac{\partial v_s}{\partial s} s. \quad (28.21)$$

Доля квантов, поглощенных на всем их пути в оболочке, будет равна

$$\int_0^{s_1} e^{-\alpha_{ik}s} \left[1 - \frac{1}{2u} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \cdot s \right] \alpha_{ik} ds, \quad (28.22)$$

где величина s_1 определяется из условия

$$\frac{1}{2u} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| s_1 = 1. \quad (28.23)$$

Умножая выражение (28.22) на $d\omega/4\pi$ и интегрируя по всем телесным углам, мы получаем долю квантов, поглощенных в оболочке, из общего числа квантов, излученных данным объемом. При принятых обозначениях эта доля равна $1 - \beta_{ik}$. Поэтому для величины β_{ik} находим

$$\beta_{ik} = \int \left(1 - e^{-1/\beta_{ik}^0} \right) \beta_{ik}^0 \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (28.24)$$

где обозначено

$$\beta_{ik}^0 = \frac{1}{2u\alpha_{ik}} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right|. \quad (28.25)$$

Если оболочка в данном месте непрозрачна во всех направлениях (т. е. $\beta_{ik}^0 \ll 1$), то величина β_{ik} равна величине β_{ik}^0 , усредненной по направлениям. Если же оболочка в данном месте прозрачна во всех направлениях (т. е. $\beta_{ik}^0 \gg 1$), то, как это и должно быть, $\beta_{ik} = 1$.

Таким образом, для нахождения величин n_i мы получили систему уравнений (28.18), в которой величины β_{ik} определены соотношениями (28.24). Входящие в эти соотношения величины β_{ik}^0 , как видно из формул (28.5) и (28.10), выражаются через величину β_{12}^0 и населенности уровней атомов.

Если уравнения (28.18) решены для разных частей оболочки, то мы можем определить полное количество энергии, излучаемое оболочкой в любой спектральной линии. Для этого служит следующая формула:

$$E_{ki} = A_{ki} h v_{ik} \int n_k \beta_{ik} dV, \quad (28.26)$$

где интегрирование производится по всему объему оболочки. Для прозрачной оболочки $\beta_{ik} = 1$ и формула (28.26) переходит в формулу (24.8) предыдущей главы.

Система уравнений (28.18) может быть решена численно. Для этого надо задать значения четырех параметров: температуры звезды T_* (от которой зависят ρ_{ic}^*), электронной температуры T_e (от нее зависят C_i), коэффициента диллюции W и величины β_{12} . В табл. 43 в виде примера приведены значения бальмеровского декремента, найденные при $T_* = 20\,000$ К, $T_e = 20\,000$ К, $\beta_{12} = 0,001$ и при двух значениях коэффициента диллюции: $W = 0,01$ (случай I) и $W = 0,1$ (случай II).

В той же таблице даны для сравнения значения бальмеровского декремента для случая прозрачных оболочек (например, туманностей) при $T_e = 20\,000$ К. Они получены путем решения системы уравнений (28.17), являющейся частным случаем системы уравне-

Таблица 43

**Теоретический бальмеровский декремент
в спектрах движущихся оболочек звезд**

Линия	Случай I	Случай II	Случай туманностей	Линия	Случай I	Случай II	Случай туманностей
H _α	1,61	0,97	2,79	H _δ	0,24	0,50	0,28
H _β	1,00	1,00	1,00	H _ε	0,15	0,32	0,18
H _γ	0,44	0,80	0,49				

ний (28.18) при $\beta_{1k}=0$, $\beta_{ik}=1$ ($i=2, 3, \dots$) и при пренебрежении ионизацией из возбужденных состояний.

Бальмеровский декремент в случае туманностей зависит только от температуры T_e и очень мало меняется при ее изменении. В случае же оболочек, движущихся с градиентом скорости, бальмеровский декремент зависит от нескольких параметров и может принимать весьма различные значения.

Наблюдения показывают, что в спектрах звезд типов WR, Р Лебедя, Be и новых бальмеровский декремент заметно меняется при переходе от одной звезды к другой, а в случае звезд типа Be и новых он меняется также и в спектре одной звезды с течением времени. Это может быть объяснено тем, что в оболочках указанных звезд меняются значения параметров W и β_{12} , от которых бальмеровский декремент существенно зависит.

Для вычисления параметра β_{12} надо знать поле скоростей в оболочке. Допустим, например, что атомы движутся в радиальном направлении со скоростью v , зависящей от r . Легко показать, что в таком случае

$$\frac{\partial v_s}{\partial s} = \frac{dv}{dr} \cos^2 \vartheta + \frac{v}{r} \sin^2 \vartheta, \quad (28.27)$$

где ϑ — угол между направлением радиуса-вектора и направлением луча. Из формулы (28.27) видно, что даже тогда, когда $dv/dr=0$, существует градиент скорости в оболочке (обусловленный кривизной слоев). В указанном случае

$$\frac{\overline{\partial v_s}}{\partial s} = \frac{2}{3} \frac{v}{r}. \quad (28.28)$$

После определения $\frac{\overline{\partial v_s}}{\partial s}$ величина β_{12} находится по формуле

$$\beta_{12} = \frac{1}{2un_1k_{12}} \left| \frac{\overline{\partial v_s}}{\partial s} \right|, \quad (28.29)$$

где n_1 — число атомов в основном состоянии в 1 см^3 и k_{12} — коэффициент поглощения в резонансной линии, рассчитанный на один атом.

Оценка величины β_{12} по приведенным формулам приводит к значениям, которые нужны для объяснения наблюденного бальмеровского декремента. Определение бальмеровского декремента путем решения системы уравнений (28.18) и последующего применения формулы (28.26) производилось многими авторами. При этом в качестве механизма заселенности уровней принимались не только рекомбинации, но и столкновения.

4. Звезды типа Ве. Как уже говорилось, для объяснения профилей линий в спектрах звезд типа Ве делается предположение, что эти звезды быстро вращаются и из них происходит истечение вещества. Профили эмиссионных линий, возникающих в оболочке, выброшенной из вращающейся звезды, могут быть определены по формуле (28.6) при соответствующем поле скоростей в оболочке. Такие профили оказываются очень похожими на профили эмиссионных линий в спектрах звезд типа Ве. Наблюдаемые изменения профилей линий можно объяснить изменением мощности истечения вещества из звезды. При этом, в частности, играет роль изменение соотношения между прозрачной и непрозрачной частями оболочки.

Относительные интенсивности эмиссионных бальмеровских линий в спектрах звезд типа Ве обычно не согласуются с интенсивностями, вычисленными для случая туманностей. Однако они могут быть объяснены при помощи изложенной выше теории, в которой принимается во внимание непрозрачность оболочек и наличие в них градиента скорости. Непрозрачность оболочки имеет существенное значение для первых членов бальмеровской серии. Для высоких членов этой серии оболочки можно считать прозрачными.

По наблюдаемым интенсивностям эмиссионных бальмеровских линий может быть определена концентрация атомов водорода в оболочке. Допустим для простоты, что оболочка прозрачна для линии, соответствующей переходу $k \rightarrow 2$. Тогда в формуле (28.26) можно считать, что $\beta_{2k} = 1$ и $n_k = z_k n_e n^+$, где z_k находится из системы уравнений (28.17) (подробнее об этом см. § 24). В данном случае формула (28.26) принимает вид

$$E_{k2} = A_{k2} h v_{2k} z_k \int n_e n^+ dV. \quad (28.30)$$

Примем, что атомы водорода в оболочке находятся преимущественно в ионизованном состоянии и плотность вещества убывает в ней обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды (хотя последнее предположение и является грубым для оболочек звезд типа Ве). Тогда мы будем иметь

$$n_e = n^+ = n_e^0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (28.31)$$

где r_0 — радиус звезды и n_e^0 — концентрация свободных электронов вблизи поверхности звезды. Теперь вместо формулы (28.30) получаем

$$E_{k2} = 4\pi A_{k2} h v_{2k} z_k n_e^0 r_0^3. \quad (28.32)$$

С другой стороны, энергия, излучаемая оболочкой в линии, может быть представлена в виде

$$E_{k2} = \frac{8\pi^2 r_0^2 h c^2}{\lambda_{2k}^5} \frac{W_{2k}}{e^{\frac{hv_{2k}}{kT_*}} - 1}, \quad (28.33)$$

где W_{2k} — эквивалентная ширина линии (выраженная в сантиметрах). Сравнивая две последние формулы, находим

$$n_e^{02} = \frac{2\pi c}{r_0 A_{k2} z_k \lambda_{2k}^4} \frac{W_{2k}}{e^{\frac{hv_{2k}}{kT_*}} - 1}. \quad (28.34)$$

Формула (28.34) дает возможность определить концентрацию свободных электронов (а значит, и протонов) в оболочке по измеренной эквивалентной ширине линии. После этого по ионизационной формуле (23.14) может быть найдена и концентрация нейтральных атомов водорода. Таким путем для ряда звезд типа Ве было получено в среднем $n_e^0 \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $n_i^0 \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Звезды типа Ве отличаются от звезд класса В не только присутствием ярких линий в их спектрах, но и некоторыми особенностями непрерывного спектра. Как показали наблюдения, звезды типа Ве с эмиссией в среднем краснее звезд класса В без эмиссии. Кроме того, бальмеровский скачок у звезд типа Ве оказался меньше, чем у звезд класса В. Очевидно, что указанные различия вызваны существованием оболочек у звезд типа Ве. В результате переработки высокочастотного излучения звезды в оболочке возникают не только кванты в линиях, но и кванты в непрерывном спектре.

Определение количества энергии, излучаемой звездой типа Ве в непрерывном спектре, не составляет труда. Так как оболочка прозрачна в частотах непрерывного спектра (сквозь оболочку видна сама звезда), то энергия, излучаемая в частоте v звездой Ве, может быть представлена в виде суммы

$$L_v = L_v^* + L_v^0, \quad (28.35)$$

где L_v^* — энергия, излучаемая самой звездой (без оболочки), а L_v^0 — энергия, излучаемая оболочкой. Очевидно, что

$$L_v^* = 4\pi^2 r_0^2 \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hv}{kT_*}} - 1}. \quad (28.36)$$

Для нахождения же величины L_v^0 мы должны воспользоваться выражением (26.6) для объемного коэффициента излучения, обусловленного рекомбинациями и свободно-свободными переходами. Интегрируя это выражение по всем телесным углам и по всему объему

оболочки и используя при этом формулу (28.31), получаем

$$L_v^0 = 4\pi^2 r_0^3 n_e^{02} \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c^2} \left(\frac{m}{kT_e} \right)^{1/2} \left(1 + 2 \frac{\gamma_1}{kT_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}. \quad (28.37)$$

Из приведенных формул следует, что с усилением истечения вещества из звезды должны наблюдаться следующие изменения:

- 1) видимый блеск звезд должен возрасти;
- 2) спектрофотометрическая температура должна понизиться (так как спектрофотометрическая температура оболочки мала);
- 3) бальмеровский скачок должен уменьшиться (так как бальмеровский скачок оболочки отрицателен).

Два последних заключения сделаны на основании формул (26.9) и (26.10) предыдущей главы.

При усилении выбрасывания вещества из звезды вместе с указанными изменениями непрерывного спектра должно также наблюдать-

ся возрастание энергии, излучаемой оболочкой в спектральных линиях. Все эти эффекты будут тем больше, чем выше температура звезды и чем больше оптическая толщина оболочки за границей лаймановской серии.

При помощи написанных выше формул может быть дана подробная интерпретация непрерывного спектра звезд Ве. В. Г. Горбацкий [2] сделал это для звезды γ Кассиопеи, принадлежащей к числу наиболее известных из рассматриваемых звезд. С 1936 г. по 1941 г. происходили весьма сильные изменения блеска и спектра этой звезды. В течение указанного периода блеск звезды трижды возрастал. Вместе с возрастанием блеска происходило уменьшение спектрофотометрической температуры, уменьшение величины бальмеровского скачка и возрастание интенсивности бальмеровских линий (рис. 36).

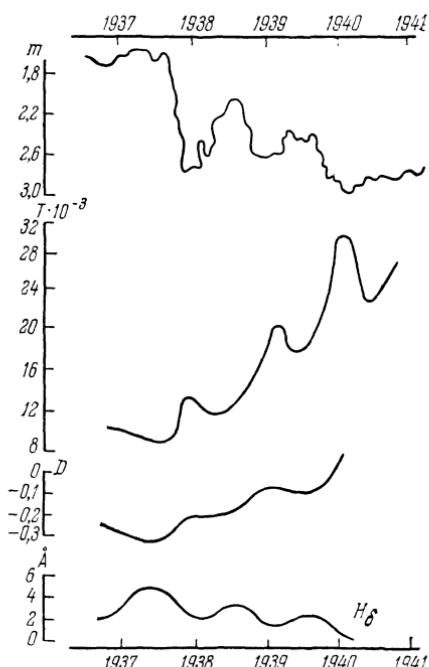


Рис. 36

Все это может быть объяснено тем, что мощность истечения вещества из звезды трижды возрастала, а затем убывала. Иными словами, звезда сбросила с себя последовательно три оболочки. Из сравнения

теории с наблюдениями были определены основные параметры звезды и оболочки. Оказалось, что радиус звезды равен трем радиусам Солнца, температура звезды равна 34 000 К, число атомов водорода в 1 см³ вблизи поверхности звезды порядка 10¹²—10¹³ и средняя электронная температура оболочки $T_e \approx 15\ 000$ —20 000 К.

Для многих звезд типа Ве были измерены бальмеровские скачки и спектрофотометрические температуры в разных областях спектра. Это позволило определить доли энергии, излучаемые звездой и оболочкой, концентрации атомов в оболочке и количество вещества, выбрасываемое звездой за год (оказавшееся порядка 10⁻⁷ M_\odot для звезд типа Ве ранних подклассов).

5. Звезды типа Больфа — Райе. Наличие в спектрах звезд типа WR широких ярких линий, не меняющихся заметно с течением времени, вызвало гипотезу о стационарном истечении вещества из этих звезд. Так как яркая линия симметрична относительно центральной частоты и иногда ограничена с фиолетовой стороны линией поглощения, то естественно считать, что истечение вещества является радиальным. При этом яркая линия образуется во всей протяженной оболочке, а линия поглощения — в части оболочки, приближающейся к наблюдателю. Мы уже видели, что в случае истечения вещества с постоянной скоростью яркая линия должна иметь прямоугольный профиль. Линии с такими профилями действительно встречаются в спектрах звезд WR. Однако чаще наблюдаются линии с закругленными профилями, которые можно объяснить при помощи формулы (28.6) как ускрренным или замедленным движением выброшенных атомов, так и непрозрачностью оболочки для излучения в линии.

Слабость линий поглощения в спектрах звезд WR может быть вызвана не только малостью оптической толщины оболочки в линии, но и заполнением линии поглощения эмиссионной линией. Однако в тех случаях, когда нижний уровень метастабилен, линия поглощения весьма сильна. Примером может служить линия поглощения $\lambda = 3889$ Å, возникающая из метастабильного состояния 2³S нейтрального гелия. Сильное поглощение в таких линиях объясняется накоплением атомов в метастабильных состояниях вследствие малости коэффициента диллюции излучения и плотности вещества в протяженной оболочке.

Очевидно, что в случае радиального истечения вещества из звезды ширина эмиссионной линии $\Delta\lambda$ должна быть пропорциональна длине волны λ . Такая зависимость между этими величинами действительно соблюдается для спектров звезд WR (что является одним из наиболее веских доводов в пользу гипотезы истечения).

В таблице 44 для примера приведены измеренные и вычисленные значения $\Delta\lambda$ для трех звезд WR (под номером звезды дан принятый коэффициент пропорциональности между $\Delta\lambda$ и λ). Найденные по ширине эмиссионных линий скорости истечения вещества из звезд WR оказываются порядка 1000—2000 км/с.

Таблица 44

Ширины эмиссионных линий в спектрах звезд WR (в ангстремах)

$\lambda, \text{ \AA}$	192 163 $k=0,00833$		50 896 $k=0,00961$		191 765 $k=0,00883$	
	изм.	выч.	изм.	выч.	изм.	выч.
6563	58,0	54,7	74,2	63,1	57,5	57,9
4861	41,2	40,5	44,8	46,7	43,9	42,9
4340	33,4	36,2	36,0	41,7	37,8	38,3

Выброшенное из звезды вещество может двигаться замедленно или ускорено под действием притяжения звезды и силы светового давления. Закон изменения скорости v с возрастанием расстояния r от центра звезды определяет собой распределение плотности вещества в оболочке. Чтобы найти зависимость плотности ρ от скорости v , рассмотрим протекание вещества через сферу радиуса r . Очевидно, что количество вещества, протекающее через эту сферу за время at , будет равно

$$dM = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) dt. \quad (28.38)$$

При стационарном движении вещества $dM/dt = \text{const}$ и поэтому из (28.38) имеем

$$\rho(r) \sim \frac{1}{r^2 v(r)}. \quad (28.39)$$

Если скорость движения постоянна, то

$$\rho(r) \sim \frac{1}{r^2}. \quad (28.40)$$

В случае замедленного движения плотность убывает с возрастанием r медленнее, чем по закону (28.40), в случае ускоренного движения — быстрее.

Вопрос о зависимости скорости v от расстояния r в оболочках звезд WR может быть решен следующим образом. Поскольку оболочки светятся в принципе так же, как газовые туманности, то в оболочках, как и в туманностях, должна существовать стратификация излучения. Это значит, что линии атомов с высокими потенциалами ионизации возникают в более близких к звезде слоях оболочки, чем линии атомов с низкими потенциалами ионизации. Поэтому в случае значительного изменения скорости в оболочке линии атомов с разными потенциалами ионизации должны иметь неодинаковую ширину. Наблюдения показывают, что ширины линий в спектрах звезд WR тем больше, чем меньше потенциал ионизации. Особенно это ясно видно в случае линий Не I и Не II. Например, для звезды

HD 192103 скорость расширения оболочки равна 1290 км/с по линиям Не I и 975 км/с по линиям Не II. Таким образом, мы должны заключить, что атомы, выброшенные из звезды WR, движутся ускоренно. Вследствие этого, как видно из формулы (28.39), плотность вещества в оболочке убывает быстрее, чем обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды. Как показывают подсчеты, ускоренное движение атомов, выброшенных из звезд WR, может быть объяснено действием на них светового давления (особенно за границей основной серии Не II).

Пользуясь формулой (28.38), мы можем найти количество вещества, выбрасываемое звездой WR за год. Это количество вещества равно

$$M = 4\pi r_0^2 \rho(r_0) v(r_0) \cdot 3,16 \cdot 10^7, \quad (28.41)$$

где через r_0 обозначен радиус нижней границы оболочки (совпадающей для звезд WR с радиусом фотосферы). Величина $\rho(r_0)$ для оболочек звезд WR может быть определена тем же способом, что и для оболочек звезд Be, т. е. при помощи формулы (28.34). Полагая также $r_0 \approx 5r_\odot$ и $v = 10^8$ см/с, мы по формуле (28.41) получаем, что звезда WR теряет за год массу, равную приблизительно 10^{-5} массы Солнца.

Полученный результат представляет значительный интерес для космогонии. Так как массы звезд WR порядка 10 масс Солнца, то в стадии WR звезда не может пребывать более миллиона лет. Если же принять во внимание, что мы не знаем звезд, массы которых пре-восходят массы звезд WR (за исключением родственных им звезд класса O), то можем сделать предположение, что рассматриваемые звезды возникли непосредственно из дозвездной фазы вещества и притом совсем недавно. Такое предположение подтверждается и тем, что большинство звезд WR входит в состав звездных ассоциаций, которые, как известно, по ряду признаков считаются очень молодыми образованиями.

Формула (28.41) позволяет также оценить массу, теряемую ежегодно звездами типов Р Лебедя и Be. Она оказывается порядка $10^{-5} M_\odot$ для звезды типа Р Лебедя и порядка 10^{-6} — $10^{-8} M_\odot$ для звезды типа Be. Эти звезды, как и звезды WR, также являются характерными членами звездных ассоциаций.

По относительным интенсивностям эмиссионных линий в спектрах звезд WR можно получить некоторые сведения о химическом составе их оболочек. Делается это путем сравнения наблюденных интенсивностей линий с теоретическими интенсивностями, определенными на основе решения системы уравнений (28.17) или (28.18). Таким путем, в частности, было найдено, что в оболочках звезд WR число атомов гелия в несколько раз превосходит число атомов водорода. Этим оболочки звезд WR существенно отличаются от атмосфер обычных звезд и газовых туманностей, в которых отношение числа атомов гелия к числу атомов водорода является обратным. Другая особенность оболочек звезд WR, как мы помним, заключа-

ется в том, что в одних из них много азота, но мало углерода и кислорода, а в других — много углерода и кислорода, но мало азота. Таким образом, химический состав оболочек звезд WR следует считать весьма аномальным.

По отношению интенсивностей эмиссионных линий к интенсивности непрерывного спектра могут быть определены температуры звезд WR. Для этого используется метод Занстра, подробно изложенный в предыдущей главе. Точнее говоря, температура звезды находится из уравнения (22.29), примененного к различным атомам. В табл. 45 приведены температуры звезд WR, полученные Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [3]. В первом столбце даны номера звезд по каталогу HD, в последующих столбцах — температуры звезд (в тысячах кельвинов), найденные по линиям разных атомов (ниже символов атомов приведены их потенциалы ионизации в эВ).

Таблица 45

Температура звезд WR (в тысячах кельвинов)

Звезда	He I 24,5	C III или N III 47,4	He II 54,2	C IV 64,2	N IV 77,0	T_c
HD 192163	32	65	73	—	84	15
HD 191765	35	62	69	—	75	15
HD 193077	29	51	59	—	74	13
HD 193576	29	48	60	—	62	14
HD 192103	33	64	63	69	—	12
HD 192641	—	59	55	70	—	7

Мы видим, что температуры звезд WR, определенные указанным методом, весьма высоки. Вместе с тем из таблицы следует, что температуры одной звезды, найденные по линиям разных атомов, различны. В основном это вызвано занижением температур при их определении по линиям атомов со сравнительно низкими потенциалами ионизации. Такие атомы (в частности, водород и гелий) сильно ионизованы в оболочках звезд WR и поэтому поглощают лишь небольшую часть энергии звезды за границами своих основных серий. Например, подсчеты показывают, что оптическая толщина оболочки звезды WR за границей лаймановской серии порядка 0,01. Поэтому температуры, определенные по линиям водорода, и оказываются очень низкими для рассматриваемых звезд — порядка 20 000 К. Другой причиной расхождений между температурами, найденными по линиям разных атомов, может быть отклонение распределения энергии в спектре звезды от закона Планка. Надо также отметить, что уравнение (22.29) не вполне применимо для определения температур звезд WR вследствие большей сложности процессов свечения их оболочек по сравнению с процессами свечения газовых туманностей.

В последнем столбце табл. 45 приведены значения спектрофотометрических температур звезд WR. Мы видим, что они гораздо ниже температур, найденных методом Занстра. Объясняется это тем, что в оболочках звезд WR в результате переработки высокочастотного излучения образуются не только эмиссионные линии, но и непрерывный спектр, распределение энергии в котором соответствует весьма низкой температуре. Однако в случае звезд WR непрерывный спектр образуется более сложным путем, чем в случае звезд Be. Это обусловлено большей мощностью оболочек звезд WR, вследствие чего они играют роль не только «атмосферы», но и «фотосферы».

Мы видели, что из звезд типов Вольфа — Райе, Р Лебедя и Be происходит мощное истечение вещества, проявляющееся в наличии эмиссионных линий в видимой части спектра. Однако истечение вещества происходит не только из упомянутых звезд, но также и из других звезд ранних спектральных классов (правда, в меньших количествах). Об этом свидетельствуют наблюдения ультрафиолетовых спектров звезд, выполненные с помощью телескопов, установленных на спутниках. В таких спектрах присутствуют интенсивные резонансные линии, возникающие в самых верхних слоях атмосферы. Так как эти линии имеют профили, характерные для звезд типа Р Лебедя, то истечение вещества не вызывает сомнения (оно часто называется «звездным ветром»). Интерпретация ультрафиолетовых спектров горячих сверхгигантов на основе изложенной выше теории приводит к заключению, что скорости истечения доходят до 1500 км/с, а количество вещества, теряемого звездой за год, составляет 10^{-7} — $10^{-8} M_{\odot}$. Истечение вещества из этих звезд объясняется световым давлением, возникающим при поглощении излучения звезды в спектральных линиях.

6. Звезды поздних классов с яркими линиями. Кроме рассмотренных выше звезд типов WR, Р Лебедя и Be, эмиссионные линии встречаются также в спектрах звезд поздних классов. К ним принадлежат долгопериодические переменные, звезды типа Z Андромеды и др.

Изменение блеска и спектра долгопериодических переменных происходит с периодами порядка года. Амплитуды изменения блеска составляют несколько звездных величин. В эпоху около максимума блеска в спектре видны яркие линии водорода и ионизованного железа, в эпоху около минимума блеска — яркие линии нейтрального железа. Большинство долгопериодических переменных относится к спектральному классу M, из них приблизительно 80% обладает яркими линиями в спектрах.

Как показывают наблюдения, яркие линии в спектрах долгопериодических переменных возникают в более глубоких слоях атмосферы, чем линии и полосы поглощения. Это следует из того, что излучение в линиях водорода частично поглощается в атмосфере звезды. Некоторые бальмеровские линии разделены на ряд компо-

нент, что вызвано поглощением излучения в этих линиях атомами металлов. В спектрах звезд Me наблюдается необычное распределение интенсивностей среди членов бальмеровской серии, объясняемое поглощением излучения водорода в полосах окиси титана. В спектрах звезд Ne и Se полосы окиси титана отсутствуют и в них бальмеровский декремент нормален.

О возникновении эмиссионных и абсорбционных линий в разных слоях атмосферы говорит также неодинаковое поведение кривых лучевых скоростей, определенных по этим линиям. Оказывается, что разность лучевых скоростей, найденных по ярким и темным линиям, всегда отрицательна. Вместе с тем K -член, определенный по эмиссионным линиям, отрицателен и равен приблизительно — 15 км/с, а K -член, определенный по абсорбционным линиям, близок к нулю. Из этих данных вытекает, что слой, в котором возникают яркие линии, движется по направлению к наблюдателю.

Спектры звезд типа Z Андромеды являются комбинацией спектра позднего класса с линиями поглощения и спектра раннего класса с эмиссионными линиями, принадлежащими атомам с высокими потенциалами ионизации (например, Не II). Блеск и спектры этих звезд обнаруживают неправильные изменения. Кроме Z Андромеды, к данной группе относятся звезды: R Водолея, V Стрелы и др.

Основная проблема, возникающая при интерпретации спектров звезд поздних классов с яркими линиями, состоит в выяснении причин появления ярких линий в спектрах столь холодных звезд. Как мы знаем, эмиссионные линии в спектрах горячих звезд возникают вследствие переработки высокочастотного излучения звезд в протяженных оболочках. Однако высокочастотная энергия звезд поздних классов слишком мала для того, чтобы эмиссионные линии в их спектрах могли возникнуть таким же путем.

Для объяснения спектров звезд типа Z Андромеды выдвинута гипотеза о том, что это — тесные двойные звезды, одна из компонент которых является горячей звездой, а другая — холодной. При этом предполагается, что из холодной звезды происходит истечение вещества, приводящее к образованию газовой туманности, в которой и возникают эмиссионные линии под действием излучения горячей звезды. Подробное изучение отдельных представителей звезд типа Z Андромеды (называемых также «симбиотическими звездами») подтверждает данную гипотезу. Следует однако отметить, что эта гипотеза неприменима к долгопериодическим переменным.

Другая гипотеза, предложенная для объяснения спектров звезд поздних классов с яркими линиями, состоит в том, что это — одиночные горячие звезды, обладающие протяженными оболочками большой оптической толщины в непрерывном спектре [1]. Выше мы уже видели, что в случаях звезд типов Be и WR температуры, найденные по ярким линиям, значительно превосходят спектрофотометрические температуры. С увеличением оптической толщины оболочки это различие между температурами должно возрастать. Если

мы допустим, что оптическая толщина оболочки велика (это будет тогда, когда плотность в оболочке медленно убывает с увеличением расстояния от центра звезды), то внутренние части оболочки будут поглощать почти все излучение звезды и перерабатывать его в кванты низких частот. Здесь возникнет непрерывный спектр позднего класса и появятся эмиссионные линии, соответствующие по своей интенсивности температуре самой звезды. Во внешних частях оболочки, которые будут находиться в основном под воздействием низкотемпературного излучения ее внутренних частей, будут существовать атомы неионизованных металлов и молекулярные соединения. Здесь возникнет абсорбционный спектр позднего класса. Изменения блеска и спектра рассматриваемых звезд можно объяснить изменением мощности выбрасывания вещества из них.

Если оптическая толщина оболочки станет очень большой, то эмиссионные линии наблюдаться не будут. Таким путем, возможно, образуются «обычные» холодные сверхгиганты. Как известно, массы и светимости сверхгигантов класса М и звезд классов О и В примерно одинаковы. Одно это заставляет думать, что указанные звезды различаются между собой лишь устройством оболочек.

Наконец, третья гипотеза видит причину появления ярких линий в спектрах некоторых типов холодных звезд в действии ударной волны (см. [2]). Эта гипотеза представляется очень вероятной по отношению к долгопериодическим переменным. При прохождении ударной волны через атмосферу звезды происходит разогрев газа, приводящий к усилению ионизации атомов. После прохождения ударной волны газ высвечивается, т. е. происходят рекомбинации и затем свечение в спектральных линиях. Поэтому движение ударной волны в атмосфере звезды проявляется как движение слоя светящегося газа. Происходящее при этом изменение спектра очень похоже на изменение спектра долгопериодической переменной. По наблюдаемому смещению ярких линий в спектре звезды можно определить скорость ударной волны. Это дает возможность найти температуру в слое нагретого газа и количество энергии, излучаемой им в спектральных линиях. Для долгопериодических переменных вычисленные и полученные из наблюдений количества этой энергии по порядку величины согласуются между собой.

Наряду с рассмотренными выше звездами, обладающими высокими светимостями, наблюдениями также обнаружены звезды-карлики поздних классов с эмиссионными линиями: звезды типов Т Тельца и UV Кита. Блеск и спектр этих звезд меняется с течением времени. Звезды типа Т Тельца относятся к спектральным классам G — M и имеют яркие линии H, Ca II, Fe II и др. С фиолетовой стороны ярких линий видны линии поглощения. Судя по профилям спектральных линий, из звезд типа Т Тельца происходит истечение вещества. Почти все известные нам звезды типа Т Тельца входят в звездные ассоциации (так называемые «Т-ассоциации»), на основании чего делается вывод о молодости этих звезд.

Удивительная особенность звезд типа Т Тельца и родственных им звезд заключается в том, что в эпоху возрастания блеска звезды вместе с появлением и усилением эмиссионных линий возникает также весьма сильный непрерывный спектр, накладывающийся на обычный непрерывный спектр с линиями поглощения. Тот факт, что новый непрерывный спектр ослабляет все линии поглощения и не влечет за собой появления новых линий поглощения, говорит о возникновении его в самых верхних слоях атмосферы звезды. О том же свидетельствует появление эмиссионных линий вместе с появлением эмиссии в непрерывном спектре.

Звезды типа Т Тельца часто связаны с туманностями, напоминающими по внешнему виду хвосты комет. Эти туманности, называемые обычно «кометарными», являются переменными. Однако яркость туманности меняется независимо от изменения яркости звезды. Иногда непрерывный спектр туманности в синей и фиолетовой областях значительно сильнее спектра связанной с ней звезды.

В случае звезд UV Кита вспышка происходит в течение всего нескольких минут, причем за это время блеск звезды возрастает на несколько звездных величин. Столь быстрое и сильное увеличение светимости звезды не может быть объяснено доставкой энергии из недр звезды наружу теплопроводностью или лучистым переносом. Исходя из этого, В. А. Амбарцумян [4] высказал предположение о том, что вспышка вызвана выбросом из внутренних слоев звезды части вещества, являющегося источником звездной энергии. Быстрый распад этого вещества (подобный ядерному) приводит к освобождению некоторой энергии, превращающейся затем в излучение. По его мнению, аналогичным путем возникает также ультрафиолетовая эмиссия звезд типа Т Тельца и связанных с ними кометарных туманностей.

Для объяснения дополнительного излучения звезд типов Т Тельца и UV Кита были выдвинуты также другие гипотезы (см. [5] и [6]).

7. Вспыхивающие звезды. Остановимся на звездах типа UV Кита, которые уже упоминались ранее. Именно эти звезды (и похожие на них) имеются в виду, когда говорится о «вспыхивающих звездах», хотя вспышкам разных масштабов подвержены и другие звезды (например, новые и сверхновые, рассматриваемые в следующих параграфах). Наблюдательные данные о вспыхивающих звездах и гипотезы об их природе изложены в ряде книг (см. [6]—[8]).

Звезды типа UV Кита — карликовые звезды спектрального класса M (преимущественно $dM3e-dM6e$). К настоящему времени их известно более 100. Вследствие слабости блеска, они наблюдаются лишь в ближайших окрестностях Солнца. Если считать, что концентрация таких звезд везде одинакова, то их общее число в Галактике оказывается очень большим — порядка 10^8 .

При вспышке звезды типа UV Кита возрастание блеска происходит очень быстро (за время порядка минуты), а уменьшение — более

медленно. Интервалы между вспышками измеряются часами, причем они различны для одной и той же звезды. Во время вспышки на спектр звезды накладывается дополнительный непрерывный спектр с эмиссионными линиями. Благодаря этому звезда становится заметно голубее, о чем свидетельствует трехцветная фотометрия в лучах U , B , V . Амплитуды изменения блеска в этих лучах всегда удовлетворяют неравенствам

$$\Delta U > \Delta B > \Delta V.$$

Существование его вполне понятно, так как дополнительный спектр накладывается на спектр очень холодной звезды (с поверхностью температурой 2000—3000 К), у которой яркость U -области гораздо меньше яркости B -области, а та в свою очередь меньше яркости V -области. Полная энергия, излучаемая во время вспышки, составляет 10^{30} — 10^{32} эрг. Поскольку светимость звезды в спокойном состоянии порядка 10^{29} эрг/с, то во время вспышек излучается примерно 0,1—1% энергии, излучаемой звездой в промежутках между вспышками.

Картина явлений, наблюдавшихся при вспышке звезды типа UV Кита, в общих чертах согласуется с представлением о том, что во время вспышки к излучению звезды добавляется излучение горячего газа. В частности, в пользу такого представления говорит наличие в спектре бальмеровского скачка, имеющего рекомбинационное происхождение. Однако во время максимума блеска в излучение может входить и некоторая нетепловая компонента.

При теоретическом исследовании вспышек сначала предполагалось, что они происходят в хромосфере, причем область вспышки прозрачна для излучения в непрерывном спектре и непрозрачна для излучения в линиях. Однако результаты расчета оптических характеристик излучающего газа для этого случая (при $T_e \approx 25\ 000$ К и $n_e \approx 10^{13}$ см $^{-3}$) удается согласовать с наблюдательными данными лишь для небольшой части вспышек. К тому же объем области вспышек оказывается чрезмерно большим.

Поэтому потом стали считать, что вспышка происходит в более глубоких слоях звезды — в переходной области между хромосферой и фотосферой (где $n_e \approx 10^{15}$ — 10^{17} см $^{-3}$). Излучение газа при таких условиях отличается двумя существенными особенностями: 1) при низких температурах (меньше 10 000 К) к излучению атома водорода добавляется излучение его отрицательного иона; 2) при более высоких температурах газ становится частично непрозрачным в непрерывном спектре (вследствие быстрого роста населенностей уровней с повышением температуры). Расчеты показывают, что в данном случае теория позволяет объяснить основные наблюдаемые характеристики вспышек: диаграмму $U-B$, $B-V$, бальмеровские скачки и др. При этом геометрическая толщина излучающего слоя оказывается порядка 10—100 км, а его площадь для большинства вспышек не превышает 1% площади диска звезды.

В поисках причины звездных вспышек было обращено внимание на то, что во многих отношениях они подобны вспышкам на Солнце, хотя и гораздо больше последних по масштабу. Исследование же солнечных вспышек показывает, что вспышка в видимой области спектра представляет собой вторичное явление. Ей предшествует кратковременное выделение больших количеств энергии (которое условно можно назвать «взрывом»), приводящее к возникновению потоков быстрых частиц, рентгеновского и ультрафиолетового излучения. Проникая в глубь атмосферы, они нагревают газ, вызывая вспышку в оптической области спектра. Можно думать, что так же развивается и звездная вспышка. Подтверждением этого являются одновременные наблюдения рентгеновских и оптических вспышек на звездах.

В случае солнечных вспышек можно, по-видимому, считать, что «взрыв», происходит за счет магнитной энергии. По аналогии ожидается, что подобные «взрывы» происходят и при звездных вспышках, причем магнитные поля на звездах должны быть более сильными, чем на Солнце.

Взгляды В. А. Амбарцумяна, который видит причину вспышек звезд в выбросе и распаде дозвездного вещества, уже были изложены выше (подробнее см. [4] и [6]).

Важное значение для выяснения путей звездной эволюции имеет изучение вспыхивающих звезд в звездных агрегатах (т. е. в скоплениях и ассоциациях). Наблюдения таких звезд производились на обсерваториях в Бюракане (СССР), Тонанцинте (Мексика) и др. Мексиканский астрофизик Г. Аро показал, что звезды в своем развитии переходят от стадии Тельца (с возрастом до 10^7 лет) к стадии вспыхивающих звезд (возраст которых порядка 10^8 лет).

Большое исследование вспыхивающих звезд в Плеядах было предпринято В. А. Амбарцумяном и его сотрудниками. Скажем в нескольких словах о выполненной ими статистической обработке наблюдательных данных [7].

Будем считать, что частота вспышек (т. е. среднее число вспышек за единицу времени) для всех звезд агрегата одинакова и вспышки распределены во времени случайно. Тогда согласно закону Пуассона вероятность того, что за время наблюдений t звезда вспыхнет k раз будет равна

$$p_k = e^{-vt} \frac{(vt)^k}{k!}, \quad (28.42)$$

где v — частота вспышек. Если N — полное число вспыхивающих звезд в агрегате, то математическое ожидание числа звезд, испытавших k вспышек, равно

$$n_k = N p_k. \quad (28.43)$$

Полагая в формуле (28.42) последовательно $k=0,1, 2$ и пользуясь (28.43), получаем

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}. \quad (28.44)$$

Примем приближенно, что n_k есть наблюдаемое число звезд, вспыхнувших k раз. Тогда формула (28.44) позволяет определить число звезд n_0 , не испытавших за время наблюдений ни одной вспышки, если известны из наблюдений числа n_1 и n_2 звезд, вспыхнувших соответственно по одному и по два раза. Прибавляя к числу n_0 суммарное число вспыхнувших за время t звезд, мы получаем полное число вспыхивающих звезд в агрегате.

Как уже сказано, при выводе формулы (28.44) предполагалось, что все звезды вспыхивают с одной и той же частотой. Если же частоты вспышек для разных звезд различны, то эта формула даст для величины n_0 лишь нижний предел. Можно показать, что в случае различной частоты вспышек при довольно общих предположениях величина n_0 удовлетворяет неравенствам

$$\frac{n_1^2}{n_2} \geq n_0 \geq \frac{n_1^2}{2n_2}. \quad (28.45)$$

Применение приведенных формул к Плеядам привело к заключению, что в них содержится около 1000 вспыхивающих звезд. Повидимому, это число близко к полному числу звезд в Плеядах. Однако не следует думать, что все звезды скопления являются вспыхивающими. Как выяснилось при тщательном исследовании, доля вспыхивающих звезд возрастает при переходе к более слабым звездам. Иными словами, вспышечная активность раньше уменьшается у звезд большей светимости (если считать, что все звезды скопления имеют одинаковый возраст). Такой вывод представляет значительный интерес для звездной космогонии.

§ 29. Новые звезды

1. Наблюдательные данные. Открытие каждой яркой новой звезды является важным событием в астрономии и они обычно очень интенсивно исследуются многими обсерваториями. Поэтому наблюдательные данные о новых звездах весьма обширны. Здесь мы укажем некоторые из этих данных, подробности же можно найти в специальных монографиях (см. [2] и [3]).

Из наблюдений прежде всего пытаются определить кривую блеска новой звезды. Эти кривые весьма различны для разных звезд. Однако их общей чертой является чрезвычайно быстрый подъем блеска и очень медленное его падение, часто сопровождаемое большими флуктуациями. «Возгорание» новой звезды совершается обычно в течение нескольких суток, а «угасание» — в течение нескольких лет. В конце концов звезда возвращается к блеску, мало то-