

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-

личающемуся от того, какой она имела до вспышки. В виде примера на рис. 37 приведена кривая блеска типичной новой звезды.

В момент максимума блеска новые звезды являются самыми яркими объектами Галактики (если не считать сверхновых). В среднем их абсолютные величины в максимуме равны — 7^m . В своем «нормальном» состоянии, т. е. до вспышки и через много лет после вспышки, новые звезды имеют абсолютные величины около $+5^m$ (с довольно большой дисперсией). Следовательно, средняя амплитуда изменения блеска новой звезды составляет 12^m . В табл. 46 приведены некоторые сведения о наиболее изученных новых звездах.

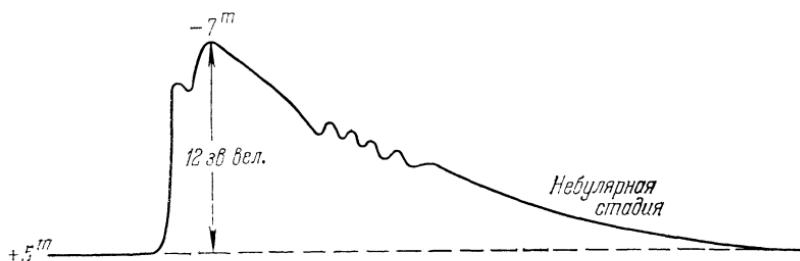


Рис. 37

Вместе с изменением блеска новых звезд происходят громадные изменения в их спектрах. Однако полной спектроскопической истории новой звезды мы не знаем ни в одном случае, так как у нас нет данных о спектрах в начале вспышки и до нее. Лишь на одной случайной спектрограмме, полученной с объективной призмой, был найден спектр Новой Орла 1918 г. до вспышки, оказавшийся принадлежащим к раннему классу (вероятно, O). Обычно первые спектрограммы новых звезд получаются незадолго до момента максимума блеска. Они показывают, что спектры новых звезд в это время можно отнести к классам A или F. Характерной чертой этих спектров является сильное смещение всех линий в фиолетовую сторону. Выраженное в скоростях, оно составляет обычно несколько сотен километров в секунду. Смещения линий предмаксимального спектра новых звезд приведены в последнем столбце табл. 46.

Сразу после достижения звездой максимального блеска в ее спектре появляются широкие эмиссионные полосы. Они примерно симметричны относительно центральной частоты и ограничены линиями поглощения с фиолетовой стороны. Абсорбционные линии нового спектра (называемого обычно главным) смещены в фиолетовую сторону на большую величину, чем линии предмаксимального спектра. Иногда в спектре звезды наблюдается несколько систем абсорбционных линий с разными смещениями. Первоначально яркие линии принадлежат атомам с небольшими потенциалами ионизации (в основном водороду и ионизованным металлам), затем появляются линии высокоионизованных атомов (например, He II, N IV, O V).

Таблица 46

Некоторые характеристики новых звезд

Звезда	Амплитуда изменения блеска	Абсолютная величина в максимуме	Расстояние в парсеках	Смещение абсорбционных линий в км/с
Новая Возничего 1891 г.	9 ^м	-5,3	800	—
Новая Персея 1901 г.	13,3	-8,4	480	800
Новая Орла 1918 г.	11,9	-9,3	430	1250
Новая Лебедя 1920 г.	14,2	-8,9	1470	380
Новая Живописца 1925 г.	11,5	-7,3	500	64
Новая Геркулеса 1934 г.	12,6	-5,5	230	180
Новая Ящерицы 1936 г.	13,2	-8,6	1350	600
Новая Кормы 1942 г.	17	-8,5	500	—

Вместе с такими изменениями ярко-линейчатого спектра постепенно происходит ослабление непрерывного спектра и линий поглощения.

Через несколько месяцев после вспышки в спектре новой звезды обнаруживаются яркие запрещенные линии, характерные для спектров газовых туманностей (в том числе и линии N₁ и N₂ «небуля»). С появлением этих линий новая звезда вступает в «небулярную студию» своего развития, которая продолжается в течение многих лет. Постепенно небулярный спектр исчезает и звезда возвращается к своему исходному блеску. В это время она имеет спектр класса O, иногда со слабыми эмиссионными линиями.

На фотографиях новой звезды, снятых через несколько лет после вспышки, видна туманность, окружающая звезду. Эта туманность расширяется с огромной скоростью и затем рассеивается в пространстве. Существование таких туманностей не оставляет сомнения в том, что при вспышке новой происходит отрыв от звезды ее внешних слоев. Ниже будет показано, что изменения блеска и спектра новой звезды объясняются постепенным расширением оторвавшейся оболочки.

Приведенные наблюдательные данные относятся к типичным новым звездам. Однако подобные вспышки испытывают и некоторые другие звезды. Из них ближе всего к типичным новым примыкают повторные новые звезды. В отличие от типичных новых, которые за все время наблюдения вспыхивали лишь по одному разу, повторные новые вспыхивали по нескольку раз. При вспышке повторной новой происходят примерно такие же явления, как и при вспышке типичной новой, но они отличаются меньшим масштабом. Список всех известных в настоящее время повторных новых дан в табл. 47.

К повторным новым в свою очередь примыкают так называемые новоподобные переменные. По изменению блеска и спектра они так-

Таблица 47

Повторные новые звезды

Звезда	Годы вспышек	Пределы изменения звездной величины
N Ориона	1677, 1750, 1892	6 ^m —11 ^m
T Компаса	1890, 1902, 1920, 1941	6 —14
U Скорпиона	1863, 1906, 1935	9 —>17
RS Змееносца	1898, 1933	4 —12
T Короны	1866, 1946	2 —11
N Стрелы	1913, 1946	7 —15
N Стрельца	1901?, 1919	<7 —14

же напоминают новые. Однако новоподобные отличаются от повторных новых не только меньшим масштабом явлений, характерных для вспышек новых, но и их меньшей отчетливостью. Среди новоподобных переменных выделяются группы звезд типов U Близнецов, Z Андромеды и др.

Внешнее сходство между повторными и типичными новыми позволяет предполагать, что и типичные новые вспыхивают по много раз, однако промежутки между вспышками превосходят период наблюдений. Такое предположение подтверждается двумя статистическими результатами. Первый из них, найденный впервые Б. В. Кукаркиным и П. П. Паренаго, связывает между собой промежутки времени между вспышками с амплитудами изменения блеска для новоподобных переменных и повторных новых. Оказывается, что чем больше первая из этих величин, тем в среднем больше и вторая. Экстраполируя найденную зависимость на типичные новые, названные авторы получили, что в этом случае промежуток времени между вспышками должен составлять несколько тысяч лет.

Другой из упомянутых статистических результатов, относится к подсчетам числа вспышек. Ежегодно в Галактике наблюдается 1—2 вспышки новой звезды. Так как эти звезды находятся лишь в ближайшей окрестности Солнца, то общее число вспышек новых звезд в Галактике составляет, по-видимому, около 100 в год. Всего же за время существования Галактики, оцениваемое в 10^{10} лет, должно было произойти примерно 10^{12} вспышек. Но общее число звезд в Галактике равно приблизительно 10^{11} . Следовательно, каждая звезда должна была вспыхнуть в среднем 10 раз. С другой стороны, мы наверное знаем, что Солнце за $2 \cdot 10^9$ лет не испытывало подобной катастрофы, так как она привела бы к расплавлению земной коры, чего, однако не происходило за указанный период. Можно считать, что и другие звезды, подобные Солнцу, не испытывали вспышек за время такого же порядка. Это увеличивает число вспышек, приходящихся на каждую из оставшихся звезд. Сказанное застав-

ляет думать, что существует специальный класс звезд, каждая из которых вспыхивает в виде новой очень много раз.

2. Объяснение вспышки. Как уже сказано, при вспышке новой звезды от нее отделяется оболочка, которая затем расширяется с большой скоростью. Легко показать, что расширение оболочки должно приводить к наблюдаемым изменениям блеска и спектра новой.

Пусть в момент вспышки от звезды оторвалась оболочка, оптическая толщина которой в непрерывном спектре гораздо больше единицы. С расширением оболочки ее оптическая толщина будет убывать. Однако до тех пор, пока она не станет порядка единицы, оболочка будет служить не только обращающим слоем, но и фотосферой. В таком случае расширение оболочки поведет за собой возрастание блеска звезды. Вследствие же приближения к наблюдателю обращенной к нему части оболочки линии поглощения будут смещены в фиолетовую сторону спектра. Именно такой спектр наблюдается в период увеличения блеска новой.

В момент достижения максимума блеска оптическая толщина оболочки в непрерывном спектре становится порядка единицы. В это время до внешних частей оболочки начинает доходить излучение непосредственно от звезды, и в оболочке вспыхивают яркие линии. Причина появления ярких линий — та же, что и в случае газовых туманностей, т. е. флуоресценция. Вместе с тем яркие линии могут возникать и в результате столкновений оболочки с налетающим на нее веществом, которое выбрасывается из звезды после отрыва оболочки.

Излучение в линиях доходит до наблюдателя не только от приближающейся к нему части оболочки, но и от удаляющейся. Оно не поглощается оболочкой вследствие эффекта Доплера. Ширина ярких линий оказывается поэтому соответствующей удвоенной скорости расширения оболочки. С фиолетовой стороны яркой линии находится абсорбционная линия, возникающая в части оболочки, приближающейся к наблюдателю и экранирующей звезду. Схема возникновения спектральных линий в расширяющихся оболочках новых дана на рис. 38.

После максимума блеска, по мере дальнейшего расширения оболочки, ее оптическая толщина в спектральных линиях уменьшается. Вследствие этого темные компоненты ярких линий ослабевают, а затем исчезают. На некотором этапе в оболочке начинают осуществляться условия, необходимые для появления запрещенных линий,

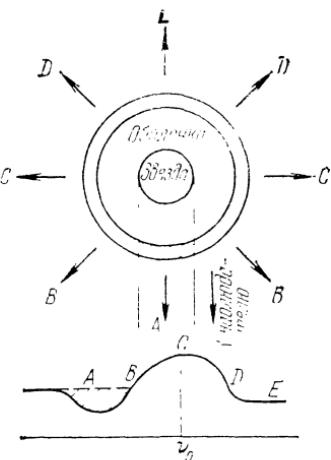


Рис. 38

т. е. плотность излучения и плотность вещества становятся достаточно малыми. Начавшаяся с появления запрещенных линий «небулярная стадия» длится довольно долго — до тех пор, пока яркость рассеивающейся оболочки (обусловленная в основном излучением в эмиссионных линиях) не станет меньше яркости самой звезды. Спектр звезды, принадлежащий в это время к типу WR, показывает, что из звезды все еще продолжается выбрасывание вещества. Когда этот процесс заканчивается, звезда приобретает спектр класса О без эмиссионных линий.

На основе приведенного объяснения вспышек новых можно дать простые методы для определения их параллаксов. Эти методы очень важны, так как тригонометрические параллаксы новых совершенно ненадежны вследствие их малости.

Один из методов определения параллакса новой основан на сопоставлении смещений линий поглощения со скоростью увеличения блеска перед максимумом. Из наблюдений можно найти для двух моментов времени t_1 и t_2 видимые величины m_1 и m_2 и температуры T_1 и T_2 (по спектральному классу). Пользуясь известной формулой, связывающей абсолютную величину звезды M с ее температурой T и радиусом R ,

$$M = \frac{29500}{T} - 5 \lg R - 0,08, \quad (29.1)$$

а также тем обстоятельством, что разность видимых величин звезды равна разности абсолютных величин ее, т. е. $m_2 - m_1 = M_2 - M_1$, получаем следующую формулу, определяющую отношение радиусов звезды в моменты t_1 и t_2 :

$$\lg \frac{R_2}{R_1} = \frac{5900}{T_2} - \frac{5900}{T_1} - \frac{m_2 - m_1}{5}. \quad (29.2)$$

С другой стороны, для разности радиусов в моменты t_1 и t_2 имеем

$$R_2 - R_1 = v(t_2 - t_1), \quad (29.3)$$

где v — скорость расширения фотосферы, находимая по смещению абсорбционных линий. Из соотношений (29.2) и (29.3) определяется каждая из величин R_1 и R_2 в отдельности. Это дает возможность найти из соотношения (29.1) абсолютную величину новой, а затем из сравнения ее с видимой величиной — параллакс.

Другой способ определения параллакса новой основан на измерении скорости расширения ее оболочки. Эта скорость может быть измерена с одной стороны по ширине ярких полос в спектре и выражена в километрах в секунду, а с другой стороны по наблюдаемому расширению небулярной оболочки и выражена в угловой мере. Этот способ более точен, чем предыдущий. Расстояния и абсолютные величины в максимуме, приведенные в табл. 46 для ряда новых, определены именно этим способом.

Интересным путем был найден параллакс Новой Персея 1901 г. Наблюдавшаяся вокруг этой новой звезды туманность расширялась столь быстро, что ее ни в коем случае нельзя было признать за оболочку, выброшенную при вспышке. Поэтому было высказано предположение, что Новая Персея 1901 г. вспыхнула внутри пылевой туманности и создала вокруг себя освещенную область, расширявшуюся со скоростью света. Это предположение было подтверждено тем, что полученный через полтора года после вспышки спектр туманности оказался таким же, каким был спектр звезды в момент максимума блеска.

Параллакс Новой Персея 1901 г. был определен вторым из указанных выше способов с учетом того, что скорость «расширения» освещенной области равнялась скорости света, т. е. 300 000 км/с. Впоследствии вокруг Новой Персея была открыта вторая туманность, расширявшаяся гораздо медленнее первой. Это была уже «настоящая» оболочка, оторвавшаяся от звезды при вспышке.

3. Первый период вспышки. Переходя к более подробной интерпретации спектра новой звезды, остановимся сначала на периоде от начала вспышки до момента максимума блеска. В это время новая обладает непрерывным спектром с линиями поглощения, смещенными в фиолетовую сторону от их нормального положения. По профилям линий можно пытаться решить некоторые вопросы, относящиеся к вспышкам. Для этого, очевидно, надо предварительно теоретически определить профили линий поглощения, возникающих в расширяющейся атмосфере. При этом следует принять во внимание большую протяженность атмосферы, т. е. медленное падение плотности вдоль радиуса.

Будем для простоты считать, что внешние части звезды состоят из «фотосферы» и «атмосферы», т. е. примем модель Шварцшильда — Шустера. Интенсивность излучения, идущего к наблюдателю от фотосферы на угловом расстоянии ϑ от центра диска, обозначим через $I(\vartheta)$ (в пределах линии эта величина может считаться не зависящей от частоты). Интенсивность излучения, выходящего из атмосферы в частоте v внутри линии на том же угловом расстоянии от центра диска, обозначим через $I_v(\vartheta)$. Если приближенно учитывать только истинное поглощение в линии, то будем иметь

$$I_v(\vartheta) = I(\vartheta) e^{-\tau_v(\vartheta)}, \quad (29.4)$$

где $\tau_v(\vartheta)$ — оптический путь луча в атмосфере.

Пусть $n(r)$ — концентрация поглощающих атомов на расстоянии r от центра звезды и $k(v - v_0)$ — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом. Вместо центральной частоты линии v_0 мы должны в данном случае писать частоту $v_0 + v_0 \frac{v(r)}{c} \cos \vartheta'$, где $v(r)$ — скорость расширения атмосферы и ϑ' — угол между направлением излучения и радиусом-вектором. Поэтому для величины

$\tau_v(\vartheta)$ получаем

$$\tau_v(\vartheta) = \int_{r_0}^{\infty} n(r) k \left[v - v_0 - v_0 \frac{c}{v} \cos \vartheta' \right] \sec \vartheta' dr, \quad (29.5)$$

где r_0 — радиус фотосферы.

Допустим для примера, что

$$v = \text{const} \quad \text{и} \quad n = n_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2. \quad (29.6)$$

Тогда

$$\tau_v(\vartheta) = N r_0 \int_{r_0}^{\infty} k \left(v - v_0 - v_0 \frac{v}{c} \cos \vartheta' \right) \sec \vartheta' \frac{dr}{r^2}, \quad (29.7)$$

где через N обозначено число поглощающих атомов в столбе с сечением 1 см² над фотосферой, т. е.

$$N = \int_{r_0}^{\infty} n(r) dr = n_0 r_0. \quad (29.8)$$

Перейдем в формуле (29.7) от переменной интегрирования r к новой переменной интегрирования ϑ' при помощи соотношения $r_0 \sin \vartheta = r \sin \vartheta'$. Сделав это, получаем

$$\tau_v(\vartheta) = \frac{N}{\sin \vartheta} \int_0^{\vartheta} k \left(v - v_0 - v_0 \frac{v}{c} \cos \vartheta' \right) d\vartheta'. \quad (29.9)$$

Чтобы найти профиль линии поглощения в спектре всей звезды, надо определить поток излучения H_v . Пользуясь формулами (29.4) и (29.9), находим

$$H_v = 2\pi \int_0^{\pi/2} I(\vartheta) e^{-\frac{N}{\sin \vartheta} \int_0^{\vartheta} k \left(v - v_0 - v_0 \frac{v}{c} \cos \vartheta' \right) d\vartheta'} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (29.10)$$

Поток излучения в непрерывном спектре вблизи линии, очевидно, равен

$$H = 2\pi \int_0^{\pi/2} I(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (29.11)$$

При помощи формул (29.10) и (29.11) может быть определена величина $r_v = H_v/H$, которая и характеризует профиль линии.

Вычисленные по приведенным формулам профили линий поглощения оказываются весьма похожими на профили линий в спектрах новых звезд. Из сравнения теоретических и наблюденных профилей можно определить скорость расширения атмосферы v .

После нахождения величины r_v мы можем также вычислить эквивалентную ширину линии W , для чего надо воспользоваться формулой (12.1). В данном случае величина W зависит не только от числа поглощающих атомов N , но и от скорости расширения v . Поэтому мы получаем семейство «кривых роста», представляющих зависимость W от N при разных значениях параметра v . На рис. 39 даны для примера кривые роста, построенные М. А. Аракеляном

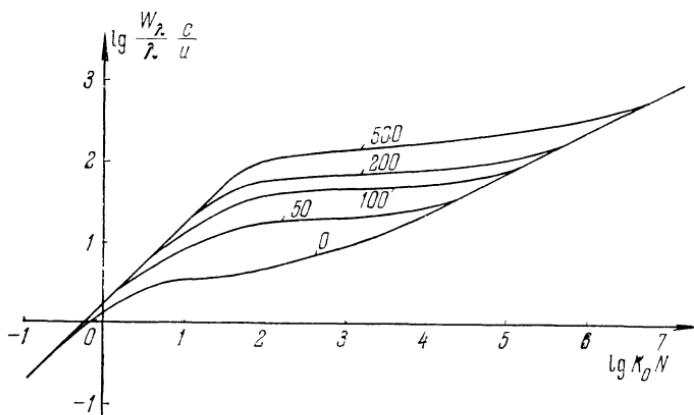


Рис. 39

при помощи приведенных формул для некоторых значений отношения скорости расширения v к средней тепловой скорости атомов u . При этом коэффициент поглощения вычислялся по формуле (8.18) при $a=0,01$. По наблюденным значениям W и v с помощью соответствующей кривой роста можно определить число поглощающих атомов N . Такие определения позволяют сделать заключение о химическом составе атмосферы. Надо отметить, что использование в данном случае обычной кривой роста (найденной в § 12 для неподвижных атмосфер) приводит к большим ошибкам в химическом составе.

Из наблюдений следует, что в предмаксимальных спектрах ряда новых происходило уменьшение смещения абсорбционных линий с течением времени. Сначала этот эффект пытались объяснить торможением оболочки под действием притяжения звезды. При этом для масс новых звезд были получены чрезвычайно большие значения (порядка сотен и тысяч масс Солнца). Однако потом было установлено, что массы новых — такого же порядка, как и массы других звезд. Поэтому от указанного объяснения пришлось отказаться. Возможно, что в действительности уменьшение смещения линий поглощения в спектрах новых вызвано вовсе не изменением скорости оболочки, а изменением эффективного уровня поглощающего вещества в оболочке, в которой скорость зависит от расстояния до центра звезды. Если внешние слои оболочки расширяются

с большей скоростью, чем внутренние, то по мере рассеяния внешних слоев эффективный уровень поглощающего вещества будет приближаться к внутренней границе и смещение абсорбционных линий будет убывать. Следует заметить, что такого рода явления всегда должны приниматься во внимание при интерпретации изменения смещений линий поглощения.

Спектры новых сразу после момента максимума блеска чрезвычайно сложны и их теоретическая интерпретация встречает большие трудности. По-видимому, большую роль в создании таких спектров играет выбрасывание вещества из звезды, начинающееся после отрыва от нее оболочки. Этот процесс приводит к образованию вокруг звезды протяженной атмосферы, которая поглощает ультрафиолетовое излучение звезды и перерабатывает его в кванты меньших частот. Надо считать, что протяженная атмосфера обладает в это время довольно большой оптической толщиной в непрерывном спектре, так как ее абсорбционный и эмиссионный спектры характерны для звезд сравнительно поздних классов (так называемый диффузно-искровой спектр). Судя по смещению абсорбционных линий (или по ширине эмиссионных линий) скорость истечения вещества из звезды превосходит скорость движения оболочки. Поэтому выброшенное вещество догоняет оболочку и в ней возникают эмиссионные линии вследствие столкновений. Вместе с тем выброшенное вещество, присоединяясь к оболочке, увеличивает ее скорость (об этом см. в § 30), благодаря чему возрастает смещение абсорбционных линий, замеченное при наблюдениях. Следует также считать, что после отрыва от звезды главной оболочки в некоторых случаях от звезды отрываются дополнительные оболочки. Так можно объяснить возникновение вторичных максимумов на исходящей ветви кривой блеска новой, а также появление добавочных систем абсорбционных линий в ее спектре.

С течением времени мощность выбрасывания вещества из звезды уменьшается и протяженная атмосфера становится прозрачнее для ультрафиолетового излучения звезды. В дальнейшем оболочка светится в основном за счет этого излучения. Однако сначала это свечение происходит сложнее, чем в туманностях, вследствие непрозрачности оболочки для излучения в линиях. Поэтому в данном случае интенсивности эмиссионных линий следует вычислять на основе теории, изложенной в § 28. Такие вычисления приводят к согласию между теоретическим и наблюденным бальмеровским декрементом.

Интересно отметить, что через несколько месяцев после начала вспышки в спектрах некоторых новых наблюдался совершенно необычный бальмеровский декремент. Так, например, в спектре Новой Ящерицы 1936 г. линия H_{α} была ярче линии H_{β} в 5—6 раз, а в спектре RS Змееносца 1933 г.— в 10—12 раз. Это явление объясняется тем, что в рассматриваемый период оболочка была непрозрачной для излучения в линиях лаймановской и бальме-

ровской серий и прозрачной для излучения в линиях других серий. Решение уравнений (28.18) для данного случая приводит именно к таким большим значениям отношения интенсивностей линий H_α и H_β . По мере расширения оболочки она становится прозрачной для излучения в линиях всех серий, кроме лаймановской, и бальмеровский декремент в спектре новой оказывается таким же, как в спектре газовой туманности.

4. Небулярная стадия. С появлением запрещенных линий в спектре новой звезды начинается небулярная стадия ее развития. С этого времени условия в оболочке становятся похожими на условия в газовых туманностях, и поэтому оболочки можно изучать методами, изложенными в гл. V. В частности, при помощи методов Занстра могут быть определены температуры новых звезд (которые оказываются очень высокими — порядка 50 000К). По свечению оболочки в линиях разных атомов можно найти концентрацию этих атомов в оболочке, ее электронную температуру, массу и т. д. Здесь мы не будем останавливаться на всех этих вопросах, а рассмотрим только некоторые из них.

Как было установлено в § 25, для появления запрещенных линий в спектре какого-либо объекта необходимо, чтобы плотность излучения и плотность вещества были в нем достаточно малы. Можно показать, что в оболочках новых звезд первое из этих условий (касающееся плотности излучения) начинает выполнятся раньше, чем второе. Следовательно, запрещенные линии в спектре новой появляются при такой плотности вещества в оболочке, когда число спонтанных переходов в этих линиях становится сравнимым с числом ударов второго рода. Иными словами, в это время выполняется уравнение

$$A_{21} \approx n_e \sigma_{21} v, \quad (29.12)$$

где A_{21} — эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода в запрещенной линии, n_e — концентрация свободных электронов в оболочке, σ_{21} — эффективное поперечное сечение для ударов второго рода, v — средняя скорость свободного электрона.

Если для данной запрещенной линии величины A_{21} и σ_{21} известны, то, пользуясь формулой (29.12), можно найти концентрацию свободных электронов n_e в оболочке для того момента, когда эта линия появляется в спектре новой [до этого времени величина n_e больше значения, определенного формулой (29.12), а потом — меньше]. С другой стороны, для того же момента по скорости расширения оболочки и по промежутку времени, протекшему от начала вспышки, может быть оценен объем оболочки V . Это дает возможность определить массу оболочки по формуле

$$M = m_H V n_e \quad (29.13)$$

(так как число свободных электронов равно числу протонов, а водород находится в оболочке преимущественно в ионизованном состоянии).

Масса оболочки новой звезды может быть также найдена тем же способом, который применяется для определения масс газовых туманностей. Этот способ основан на использовании свечения оболочки в водородных линиях, возникающих, как мы знаем, в результате фотоионизаций и последующих рекомбинаций. В § 24, при использовании теоретических выражений для интенсивностей бальмеровских линий, была получена следующая формула для массы оболочки:

$$M = C \sqrt{L V}, \quad (29.14)$$

где L — светимость оболочки в видимой части спектра и C — некоторая постоянная.

Применение указанных способов к определению масс оболочек новых звезд приводит к значениям порядка 10^{28} — 10^{29} г. Иными словами, при каждой вспышке новой выбрасывается масса порядка 10^{-5} — 10^{-4} массы Солнца.

В небулярной стадии новой звезды можно также легко определить электронную температуру оболочки. Наиболее простой путь для этого — использование наблюденного отношения интенсивностей линий $N_1 + N_2$ и $\lambda 4363 \text{ \AA}$, принадлежащих дважды ионизованному кислороду. Запрещенные линии в спектрах новых возбуждаются электронным ударом и их интенсивности зависят от электронной температуры T_e и электронной концентрации n_e . Однако когда плотность оболочки оказывается настолько малой, что спонтанные переходы совершаются гораздо чаще ударов второго рода, отношение интенсивностей указанных линий зависит только от T_e и, как показано в § 25, определяется формулой (25.22). В спектрах новых звезд, как и в спектрах газовых туманностей, линии N_1 и N_2 обычно гораздо ярче линии $\lambda 4363 \text{ \AA}$ (примерно в 100 раз). Поэтому для электронных температур оболочек получаются значения порядка 10 000 К.

Следует, однако, отметить, что в начале небулярной стадии линии N_1 и N_2 оказываются слабее линии $\lambda 4363 \text{ \AA}$. Объясняется это тем, что во время появления запрещенных линий в спектре новой роль ударов второго рода еще велика. Допустим, например, что удары второго рода преобладают над спонтанными переходами. Тогда населенности энергетических уровней атома определяются формулой Больцмана и отношение интенсивностей рассматриваемых линий дается формулой (25.24). Из этой формулы видно, что линии N_1 и N_2 будут действительно слабее линии $\lambda 4363 \text{ \AA}$, если только температура оболочки не очень мала.

Интересные сведения об оболочках новых звезд можно получить на основании изучения профилей эмиссионных линий в их спектрах. В небулярной стадии оболочка прозрачна для излучения в линиях, вследствие чего анализ профилей линий существенно упрощается. Так как скорости расширения оболочек гораздо больше средней скорости теплового движения атомов, то профили эмис-

сионных линий определяются в основном движением оболочки. Как было показано в § 28, в том случае, когда оболочка обладает сферической симметрией и все ее слои движутся с одинаковой скоростью, профиль эмиссионной линии является прямоугольным. Подобные профили линий действительно наблюдаются у ряда новых, что говорит о приблизительной сферичности их оболочек. Однако обычно эмиссионные линии в спектрах новых имеют весьма сложную структуру. В частности, в некоторых случаях (например, в спектре Новой Геркулеса 1934 г.) эмиссионные линии как бы раздваиваются, т. е. имеют седлообразный вид. Как мы уже знаем, такие профили не могут быть объяснены дисперсией скоростей в сферически-симметричной оболочке. Поэтому надо заключить, что оболочки некоторых новых не обладают сферической симметрией, т. е. выбрасывание вещества из звезды происходит с неодинаковой интенсивностью в разных направлениях.

Указанное заключение подтверждается фотографиями оболочек новых, на которых видны отдельные сгустки вещества в оболочках. Первоначально такие сгустки были обнаружены в оболочке Новой Живописца 1925 г. (и на основании этого была сделана не оправдавшаяся потом гипотеза об образовании кратных звезд при вспышках новых). Два ярких сгустка наблюдались также в оболочке Новой Геркулеса 1934 г. Движением этих сгустков с разными лучевыми скоростями объясняется раздвоение эмиссионных линий в спектре новой.

Для интерпретации отклонений от сферичности оболочек новых звезд Э. Р. Мустелем было высказано предположение о сильных магнитных полях этих звезд. Если, например, считать, что поле имеет характер диполя, то выброшенный из звезды ионизованный газ будет испытывать наименьшее торможение в полярных направлениях, где газ движется примерно по силовым линиям. Поэтому количество выброшенного вещества в полярных направлениях будет наибольшим.

Можно также думать, что отклонение оболочек новых звезд от сферичности вызывается вхождением этих звезд в тесные двойные системы. Согласно В. Г. Горбацкому, выброшенная при вспышке оболочка взаимодействует с веществом, которое непрерывно истекает из системы и концентрируется в орбитальной плоскости. В результате этого взаимодействия оболочка тормозится в орбитальной плоскости и расширяется без заметного торможения в перпендикулярном направлении.

5. Новая Геркулеса 1934 г. Одной из наиболее интересных и хорошо изученных новых является Новая Геркулеса 1934 г. Ее нужно отнести к «особенным» новым, так как по изменениям блеска и спектра она значительно отличается от большинства новых звезд.

Кривая блеска Новой Геркулеса 1934 г. изображена на рис. 40. Блеск звезды, возросший сначала с $14-15^m$ до $1^m,3$ (22 декабря), затем медленно убывал в течение трех с лишним месяцев. В это

время спектр звезды принадлежал к классу F с эмиссионными линиями H, Fe II, Ca II и др. В апреле 1935 г. блеск новой быстро упал до $13^m.1$, затем поднялся приблизительно на 7^m , после чего стал снова медленно убывать. После апрельского минимума спектр новой стал типичным для газовых туманностей. Увеличение интенсивностей линий этого спектра и обусловило возрастание блеска новой на семь звездных величин.

Объяснение изменений блеска и спектра Новой Геркулеса 1934 г. заключается в следующем. В течение первых трех месяцев

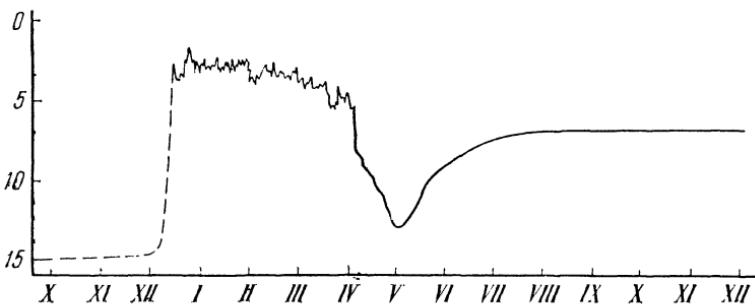


Рис. 40

после начала вспышки происходило мощное выбрасывание вещества из звезды, приведшее к образованию вокруг нее очень протяженной оболочки. Однако самые внешние части оболочки в этот период не светились, так как до них не доходило ультрафиолетовое излучение звезды. Это излучение поглощалось ближайшими к звезде слоями оболочки, которые перерабатывали его в излучение более низких частот в непрерывном спектре, т. е. играли роль протяженной фотосферы. В апреле мощность истечения вещества из звезды внезапно упала, протяженная фотосфера рассеялась и блеск новой в видимой части спектра сильно уменьшился. При этом открылась очень горячая звезда (с температурой около 70 000 K), под действием ультрафиолетового излучения которой началось свечение самых внешних, разреженных частей оболочки, аналогично свечению газовых туманностей, благодаря чему блеск новой в видимой части спектра стал опять возрастать. Этот процесс возрастания блеска новой продолжался до тех пор, пока интенсивность эмиссионных линий спектра оболочки не пришла в соответствие с ультрафиолетовым излучением звезды. Дальнейшее медленное ослабление блеска новой связано с постепенным рассеянием небулярной оболочки.

Большой интерес представляет рассмотрение свечения оболочки Новой Геркулеса после апрельского минимума блеска. Дел в том, что в теоретической астрофизике обычно делается предположение о существовании в звездных оболочках лучистого равновесия

сия. Даже в тех случаях, когда изменение физических условий в оболочках происходит очень быстро, все-таки считается, что лучистое равновесие успевает установиться. Иначе говоря, развитие оболочки мыслится как прохождение через последовательность равновесных состояний. Однако в некоторых случаях оболочки светятся при отсутствии лучистого равновесия. Одним из наиболее ярких примеров такого свечения и является оболочка Новой Геркулеса после минимума блеска в апреле. Мы уже видели, что хотя в момент минимума блеска до небулярной оболочки и доходили ультрафиолетовые кванты звезды, она еще не светилась. Лучистое равновесие в этот момент явно отсутствовало. В дальнейшем развитие оболочки шло в направлении установления лучистого равновесия. Процесс этот можно считать закончившимся лишь к моменту вторичного максимума блеска.

Займемся теоретической интерпретацией свечения оболочки Новой Геркулеса после апрельского минимума блеска. Для простоты рассмотрим водородную оболочку постоянной плотности. Допустим, что оболочка обладает сферической симметрией, причем ее толщина значительно меньше ее расстояния от звезды ($r_2 - r_1 \ll r_1$).

Пусть $n_1(r, t)$ и $n^+(r, t)$ — соответственно число нейтральных и ионизованных атомов в 1 см³ на расстоянии r от звезды в момент t , а n — общее число атомов водорода в 1 см³, так что

$$n_1(r, t) + n^+(r, t) = n. \quad (29.15)$$

В начальный момент времени, за который мы примем момент внезапного увеличения температуры звезды, все атомы оболочки не ионизованы, т. е. $n_1(r, 0) = n$ и $n^+(r, 0) = 0$.

В дальнейшем происходит ионизация атомов при поглощении квантов, излучаемых звездой за границей лаймановской серии. Число таких квантов, падающих на 1 см² внутренней границы оболочки за 1 с, обозначим через H . Если обозначить через k коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, то общее число ионизаций, происходящих за 1 с в 1 см³ на расстоянии r от звезды в момент t , будет равно

$$n_1(r, t) k H e^{-\tau(r, t)},$$

где $\tau(r, t)$ — оптическое расстояние данного места от внутренней границы оболочки, т. е.

$$\tau(r, t) = \int_{r_1}^r n_1(r, t) k dr. \quad (29.16)$$

Наряду с ионизацией в оболочке идут также обратные процессы, т. е. рекомбинации. Число рекомбинаций на i -й уровень, происходящих за 1 с в 1 см³ на расстоянии r от звезды в момент t , равно

$$n_e(r, t) n^+(r, t) C_i(T_e),$$

где $n_e(r, t)$ — число свободных электронов в 1 см³.

В каждом месте оболочки изменение числа ионов равно разности между числом ионизаций и числом рекомбинаций. Поэтому мы имеем

$$\frac{\partial n^+}{\partial t} = n_1 k H e^{-\tau} - n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_i. \quad (29.17)$$

В уравнении (29.17) не учтены рекомбинации на первый уровень и ионизации под действием диффузного излучения оболочки, так как эти процессы компенсируют друг друга.

Таким образом, задача об определении изменения числа ионизованных атомов в оболочке сводится к решению уравнения (29.17) при условиях (29.15) и (29.16). Здесь мы не будем заниматься подробным решением этого уравнения, а приведем лишь некоторые результаты.

Пусть оптическая толщина оболочки за пределом лаймановской серии в начальный момент времени гораздо больше единицы, т. е. $\tau(r_2, 0) \gg 1$. Пусть, далее, излучение звезды настолько сильное, что оно способно создать в оболочке степень ионизации, значительно превосходящую единицу ($n^+/n_1 \gg 1$). В таком случае для каждого момента времени оболочки может быть разделена на две области: «ионизованную» ($n^+ \gg n_1$) и «неионизованную» ($n^+ \ll n_1$) с очень резкой границей между ними, и процесс постепенного усиления ионизации в оболочке может рассматриваться как перемещение границы между указанными областями. Приблизительно упомянутая граница находится там, где в данный момент $\tau \approx 1$. Такой результат вполне понятен, так как до тех пор, пока для рассматриваемого слоя $\tau \gg 1$, ионизующее излучение звезды до него не доходит. Только тогда, когда благодаря ионизации ближайшей к звезде части оболочки ее оптическая толщина становится порядка единицы, начинается ионизация в этом слое.

Указанный результат позволяет легко найти, как меняется с течением времени общее число ионизованных атомов в оболочке, т. е. величина

$$N^+ = \int n^+ dV. \quad (29.18)$$

Проинтегрируем обе части уравнения (29.17) по всему объему оболочки. Обозначая через \bar{H} полное число квантов, излучаемых звездой за границей лаймановской серии в 1 с, получаем

$$\frac{dN^+}{dt} = \bar{H} - N^+ n \sum_{i=2}^{\infty} C_i. \quad (29.19)$$

Последний член в этом уравнении написан на основании соотношения

$$\int n_e n^+ dV = n N^+, \quad (29.20)$$

которое следует из того, что в ионизованной области $n_e \approx n$, а в неионизированной области $n_e \approx 0$.

Решение уравнения (29.19), удовлетворяющее начальному условию $N^+(0) = 0$, имеет вид

$$N^+(t) = \bar{H} t_* \left(1 - e^{-\frac{t}{t_*}} \right), \quad (29.21)$$

где

$$t_* n \sum_2^\infty C_i = 1. \quad (29.22)$$

Величину t_* , определенную формулой (29.22), можно рассматривать как время установления лучистого равновесия. Как видно, оно тем больше, чем меньше плотность вещества в оболочке.

Чтобы оценить величину t_* , заметим, что для водорода $\sum_2^\infty C_i \approx 3 \cdot 10^{-13}$ (при $T_e = 10\,000$ К). Это значит, что когда $n \approx 10^{10}$ см⁻³ величина t_* оказывается порядка нескольких минут. В оболочках новых в первый период после максимума блеска $n > 10^{10}$ см⁻³. Поэтому можно считать, что установление лучистого равновесия в данном случае непосредственно следует за изменением физических условий в оболочке. Однако в случае Новой Геркулеса 1934 г. температура звезды внезапно возросла тогда, когда плотность вещества в оболочке была уже весьма малой. Именно поэтому установление лучистого равновесия в оболочке Новой Геркулеса затянулось приблизительно на месяц.

С помощью полученных формул можно найти изменение с течением времени полного количества энергии, излучаемой оболочкой в любой бальмеровской линии. Как мы знаем, количество энергии E_{k2} , излучаемой оболочкой при переходе $k \rightarrow 2$, дается формулой (28.30). Пользуясь соотношениями (29.20) и (29.21), вместо (28.30) находим

$$E_{k2} = A_{k2} h v_{2k} z_k n \bar{H} t_* \left(1 - e^{-\frac{t}{t_*}} \right). \quad (29.23)$$

Из наблюдений Новой Геркулеса были определены значения величин E_{k2} для ряда бальмеровских линий. Эти величины меняются со временем примерно так же, как блеск звезды (что вполне понятно, так как возрастание блеска и обусловлено в основном возрастанием энергии, излучаемой в линиях). Наблюданное изменение величин E_{k2} довольно хорошо представляется формулой (29.23). При этом для концентрации атомов в оболочке надо принять значение $n = 3 \cdot 10^6$ см⁻³.

Представляет интерес также изменение профилей эмиссионных линий в спектре Новой Геркулеса после апрельского минимума блеска. Как уже говорилось, эмиссионные линии в спектре этой новой были раздвоенными, что вызвано наличием в оболочке двух

сгустков материи, обладавших разными лучевыми скоростями. Наблюдения показали, что во время появления эмиссионных линий их красные компоненты были гораздо слабее фиолетовых компонент и обе компоненты сравнялись по интенсивности лишь во время вторичного максимума блеска. Такое поведение эмиссионных линий сначала казалось загадочным и для его объяснения было высказано несколько гипотез. Однако оно может быть легко объяснено на основе изложенного представления о свечении оболочки при отсутствии лучистого равновесия (точнее говоря, при помощи формулы (29.23)). Из наблюдений следует, что интенсивность фиолетовой компоненты росла быстрее интенсивности красной компоненты. Это значит, что лучистое равновесие в сгустке материи, приближавшемся к нам, устанавливалось быстрее, чем в удалявшемся от нас. Как мы уже выяснили, так обстоит дело тогда, когда плотность материи в сгустках различна (больше — в приближавшемся к нам и меньше — в удалявшемся от нас). Приведенное выше значение концентрации атомов в оболочке является некоторым средним значением для двух сгустков.

Знание концентрации атомов n и объема оболочки V дает возможность определить массу оболочки по формуле (29.13). Однако такой способ определения массы связан с некоторой неуверенностью вследствие возможных ошибок при оценке объема оболочки. Чтобы избежать оценки объема, можно поступить следующим образом. Умножим обе части соотношения (29.22) на n^+ и проинтегрируем по всему объему оболочки. В результате находим

$$t_* \int n_e n^+ \sum_2^\infty C_i dV = \int n^+ dV, \quad (29.24)$$

где мы заменили n на n_e , так как интегрирование, по существу, распространяется только на ионизованную область, а в ней $n_e \approx n^+ \approx n$. Но интеграл в правой части этого соотношения есть полное число ионов водорода в оболочке, а интеграл в левой части — полное число рекомбинаций на все уровни, начиная со второго. Последнее же число равно числу бальмеровских квантов, излучаемых оболочкой за 1 с. Следовательно, мы имеем

$$t_* N_{\text{Ba}} = N^+. \quad (29.25)$$

Формула (29.25) по наблюденным значениям величин t_* и N_{Ba} позволяет определить величину N^+ для любого момента времени t . Применяя эту формулу к моменту вторичного максимума блеска, мы получаем полное число атомов водорода в оболочке (если считать, что к этому моменту во всей оболочке $n^+ \gg n_1$). При помощи формулы (29.25) было найдено, что в оболочке Новой Геркулеса полное число атомов водорода равно $1,4 \cdot 10^{52}$, а значит, ее масса равна $2,3 \cdot 10^{28}$ г.

Формула (29.23) определяет изменение с течением времени не только интенсивностей линий водорода, но и интенсивностей линий

других атомов, возникающих в результате фотоионизаций и рекомбинаций. Иначе ведут себя запрещенные линии, свечение в которых возбуждается электронным ударом, так как интенсивности этих линий существенно зависят от электронной температуры оболочки.

Как мы видели в § 23, уровень электронной температуры определяется в основном энергией, получаемой свободными электронами при фотоионизациях, и энергией, теряемой ими при столкновениях. Так как при малой плотности вещества в оболочке столкновения происходят редко, то установление равновесной температуры может затянуться на длительное время. Решение задачи об изменении электронной температуры оболочки с течением времени позволило интерпретировать поведение запрещенных линий в спектре Новой Геркулеса в тот период, когда в оболочке отсутствовало лучистое равновесие (см. [2]).

6. Новые звезды через много лет после вспышки. Через несколько десятков лет после вспышки оболочка новой в значительной мере рассеивается и блеск звезды становится близким к тому, какой она имела до вспышки. Изучение звезды в этот период (возможное только с помощью самых крупных телескопов) привело к очень интересным результатам. Особенno большое значение имеет открытие двойственности некоторых новых, что дает возможность определить их массы.

Впервые двойственность была обнаружена у Новой Геркулеса 1934 г. (Уокером в 1954 г.). Наблюдения показали, что звезда является затменной переменной с периодом 4 часа 39 минут. В главном минимуме блеска холодная звезда закрывает горячую звезду (которая, по-видимому, и вспыхивает в виде новой). Отсутствие сведений о холодной звезде не позволяет точно определить массы компонент; по всей вероятности, масса горячей звезды составляет около 0,25 массы Солнца.

В спектре Новой Геркулеса в рассматриваемый период наблюдаются эмиссионные линии, возникающие частично в очень разреженной оболочке, выброшенной при вспышке 1934 г., и частично в более плотной оболочке, окружающей звезду. Спектр последней оболочки существенно меняется вместе с фазой затмения. Изучение изменений этого спектра показало, что упомянутую оболочку можно представить себе в виде «диска», вращающегося вокруг горячей звезды со скоростью порядка 500 км/с. По-видимому, этот «диск» образуется в результате истечения вещества из холодной звезды. По распределению энергии в непрерывном спектре было найдено, что температура горячей звезды около 80 000 К. Радиус звезды, определенный на основании температуры и светимости, оказывается близким к радиусам белых карликов. Удивительной особенностью горячей звезды является тот факт, что она испытывает небольшие колебания блеска с очень строгим периодом, равным приблизительно 71 секунде.

После обнаружения двойственности Новой Геркулеса 1934 г. были подробно исследованы и некоторые другие звезды, вспыхивавшие в виде новых, и все они оказались входящими в двойные системы. На этом основании было высказано предположение, что двойственность звезды — необходимое условие вспышки (см. [10]).

В качестве конкретного механизма вспышки принимается акреция вещества на белый карлик от холодной звезды. Так как в белых карликах содержится очень мало водорода, то в них почти не происходят ядерные реакции. Когда же на белый карлик падает вещество от холодной звезды, то у него образуется оболочка, богатая водородом. Постепенно масса оболочки возрастает, а с ней растет и температура ее глубоких слоев. По достижении массой критического значения (порядка 10^{29} г) в этих слоях начинаются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий. В результате происходит взрыв, приводящий к отделению оболочки от звезды. После сбрасывания одной оболочки начинается наращивание другой, а затем и она сбрасывается. Так объясняется многократность вспышек звезды в виде новой.

Изложенная точка зрения на причину вспышек подтверждается детальным изучением бывших новых звезд через много лет после вспышки, т. е. в период между вспышками. Так как некоторые из этих звезд оказались затменными переменными, то по изменениям их блеска и спектра было сделано заключение о наличии в них газовых потоков. В первом приближении эти потоки имеют форму диска, подобного тому, который впервые был обнаружен в случае Новой Геркулеса 1934 г. По интенсивностям и профилям эмиссионных линий были определены плотности и скорости вещества в газовых потоках. Было также оценено количество вещества, переносимого потоком от холодной звезды к белому карлику за единицу времени. Оно оказалось порядка $10^{-8} M_{\odot}$ в год, т. е. достаточным для образования оболочки критической массы за несколько тысяч лет (подробнее см. [11]).

§ 30. Движение и свечение оболочек

1. Энергия, выделяемая при вспышке. В предыдущем параграфе мы занимались в основном интерпретацией изменений спектра новой звезды, вызванных удалением от звезды выброшенной оболочки. Теперь рассмотрим вопросы, связанные с выбрасыванием вещества и выделением энергии при вспышке.

Найдем сначала полную энергию, выделяемую при вспышке новой звезды. Эта энергия складывается из трех частей: 1) лучистой, 2) кинетической энергии оболочки и 3) энергии отрыва оболочки от звезды.

Лучистая энергия определяется по формуле

$$E_{\text{луч}} = \int L(t) dt, \quad (30.1)$$