# ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ АСТРОФИЗИКА

## О МАССАХ ГАЗОВЫХ ОБОЛОЧЕК, ВЫБРОШЕННЫХ НОВЫМИ ЗВЕЗДАМИ

**Масса газовой оболочки, выброшенной Новой, порядка $10^{-5}$ солнечных масс**

Представление о том, что при вспышке новой звезды происходит процесс перехода из одного равновесного состояния в другое, по-видимому, теперь признано всеми. Однако состояние, наступающее после вспышки, не совсем устойчивое, так как, с одной стороны, еще имеют место небольшие изменения яркости и, с другой стороны, спектр, по крайней мере в некоторых случаях, соответствует типу Вольфа — Райе, что указывает на непрерывное истечение материи. Было бы, вероятно, правильнее назвать это состояние квазиустойчивым, что характеризует отсутствие каких-либо катастрофических изменений, подобных тем, которые происходят при вспышках.

Для исследования природы Новых имеет важное значение определение массы газовой оболочки, выброшенной при вспышке. Хотя точное определение массы газовой оболочки в высшей степени трудная задача, можно, как кажется, предложить несколько способов для, по крайней мере грубой, ее оценки.

§ 1. При вспышке Новой имеет место быстрое возрастание интенсивности непрерывного спектра благодаря расширению выброшенной оболочки.

Если температура поверхности $T$, то мы имеем

$$L = 4\pi r^2 \sigma T^4, \tag{1}$$

где $L$ — светимость, $r$ — радиус оболочки, а $\sigma$ — постоянная Стефана.

Однако эта формула действительна лишь до тех пор, пока оптическая толща оболочки $\tau_0$ большая. Если температура

---

Ambarzumian V., Kosirev N. Über die Massen der von den neuen Sternen ausgestoßenen Gashüllen//Zeitschrift für Astrophysik. 1933. Band 7. Heft 4. S. 320—325. Печатается по изданию: О массах газовых оболочек, выброшенных новыми звездами //Амбарцумян В. А. Научные труды: В 2 т. Ереван, 1960. Т. 1. С. 72—77.



оболочки во время расширения постоянна (как можно заключить из спектра), то яркость звезды возрастает пропорционально квадрату радиуса оболочки. Однако при расширении оболочки ее оптическая толща $\tau_0$ уменьшается, и когда $\tau_0$ становится меньше единицы, начинается, как мы покажем, ослабление яркости оболочки. В самом деле, для $\tau_0$ мы имеем

$$\tau_0 = \int_{r_1}^{r} \varkappa\rho\, dr = \alpha \int_{r_1}^{r} \frac{xP_e\rho}{T^{11/2}}\, dr,$$

где $\varkappa$ — коэффициент поглощения, $\alpha$ — величина постоянная, $P_e$ — электронное давление, $x$ — степень ионизации, $\rho$ — плотность, а $r_1$ и $r$ — радиусы внутренней и внешней границ оболочки. Мы имеем

$$P_e = n_e kT; \quad \rho = nm,$$

где $k$ — газовая постоянная, $m$ — средняя масса атома, $n_e$ — число электронов в единице объема и $n$ — соответствующее число атомов. При температуре оболочки $T = 7000°$ (тип $F$) можно принять, что все атомы в среднем однажды ионизованы и, следовательно, $x = 1$, $n = n_e$. Поэтому

$$\tau_0 = \alpha k T^{-9/2} m \int_{r_1}^{r_2} n^2\, dr.$$

Заменив $n$ через его среднее значение $\bar{n}$, получим

$$\tau_0 = \alpha k T^{-9/2} m \bar{n}^2 (r_2 - r_1).$$

Физически ясно, что линейная толщина оболочки не остается постоянной, а будет возрастать и при больших значениях $r/r^*$ ($r^*$ — радиус звезды) достигнет по порядку величины $r$. Если желательно определить только порядок величины массы, то можно $r - r_1$ заменить через $r$. Тогда будет

$$\tau_0 = \alpha k T^{-9/2} m \bar{n}^2 r. \tag{2}$$

Так как из вышеупомянутых объяснений следует, что $n \sim 1/r^3$, то $\tau \sim r^{-5}$.

С другой стороны, полное излучение оболочки, оптическая толща которой значительно меньше единицы, должно определяться формулой

$$L = 4\pi r^2 \tau \sigma T^4,$$

откуда следует, что при постоянном $T$

$$L \sim r^{-3}, \tag{1a}$$

т. е. яркость всей оболочки убывает.

Выведенные здесь простые формулы не могут, однако, непосредственно сравниваться с кривой яркости, так как в действительности выбрасывается не одна, а несколько оболочек и имеет место сложение многих представляемых уравнениями (1) и (1 а) кривых.

Во время максимальной яркости звезды оптическая толща, очевидно, должна быть близка к единице. Следовательно, согласно (2)

$$\bar{n} = \frac{T^{9/4}}{\sqrt{\alpha kmr}}. \tag{3}$$

Общее число атомов в оболочке поэтому

$$N = \frac{4}{3}\pi r^{5/2}\frac{T^{9/4}}{\sqrt{\alpha km}}, \tag{4}$$

откуда видно, что при одинаковой температуре $N$ пропорционально $r^{5/2}$ или $L_{\max}^{5/4}$. Некоторые авторы придерживаются взгляда, что $L_{\max}$ для всех Новых (исключая «исключительные Новые» типа S Андромеды) имеет почти одно и то же значение. В этом случае масса выброшенной оболочки также приблизительно должна быть постоянной.

Если принять, что Новая в максимуме на $11^m$ ярче Солнца, то для максимума получается $r = 10^{13}$ см.

Если подставлять снова $T = 7000°$ и $\alpha = 5{,}62 \cdot 10^{19}\ \chi^2/a$ (где $\chi$ — потенциал ионизации в электрон-вольтах, а $a$ — атомный вес) и предполагать, что оболочка состоит, главным образом, из водорода или гелия (или их смеси), то получается $N = 4 \cdot 10^{50}$.

Если принять, что средний атомный вес в оболочке равен 4, что, вероятно, близко к действительности, то масса оболочки будет $\mu = 2{,}6 \cdot 10^{27}$ г, т. е. величина порядка одной миллионной солнечной массы.

§ 2. Другой способ оценки массы выброшенной оболочки основывается на определении момента, когда эмиссионная полоса $He^+$ λ 4686 достигает максимума своей яркости.

Обыкновенно в спектрах Новых тотчас после максимума их яркости появляются эмиссионные полосы атомов с низким потенциалом ионизации (H и $Fe^+$) и лишь через некоторое время наблюдается полоса λ 4686 $He^+$, яркость которой быстро растет и позже начинает уменьшаться. Это явление может быть интерпретировано в согласии с теорией свечения туманностей следующим образом.

Температура ядра Новой растет очень быстро. Излучение ядра за границей главной серии $He^+$ (230 Å) будет полностью поглощаться оболочкой и создавать в последней ионизацию $H^+$-ионов. При рекомбинациях возникает между прочим линия



λ4686. Когда повышается температура, возрастает также интенсивность ультрафиолетового излучения по ту сторону от 230 Å и вместе с ней яркость λ4686. Однако это возрастание яркости происходит лишь до тех пор, пока оптическая толща слоя ионизованного гелия в соответствующих частотах будет оставаться больше единицы и ультрафиолетовое излучение ($\lambda < 230$ Å) почти полностью будет поглощаться.

Однако при диссипации оболочки наступает момент, когда она становится прозрачной для длин волн, меньших, чем 230 Å, и тогда, несмотря на высокую температуру ядра, линия λ4686 начинает слабеть.

Следовательно, когда оптическая толща оболочки почти равна единице, линия λ4686 достигает своей максимальной интенсивности. Согласно Шугиура коэффициент поглощения $He^+$ иона в области от $\lambda = 230$ Å равен $0{,}12 \cdot 10^{-17}$, т. е. при оптической толще, равной единице, цилиндр с поперечным сечением 1 см² должен содержать в себе $8 \cdot 10^{17}$ $He^+$-ионов.

Мы не располагаем никакими точными фотометрическими наблюдениями максимума этой или иной линии в спектрах Новых. Однако кажется, что в случае Новой Живописца этот максимум наступил через три года после вспышки. Так как скорость расширения наиболее интенсивной оболочки Новой Живописца была 300 км/с, то радиус оболочки в момент максимума λ4686 должен был быть порядка $3 \cdot 10^{15}$ см. Отсюда следует, что общее число $He^+$-ионов в оболочке было порядка $3 \cdot 10^{49}$. *

Для определения всей массы гелиевой оболочки следует сюда добавить число атомов He и $He^{++}$ ($\alpha$-частиц). Число атомов He очень мало и можно им пренебречь. Число $\alpha$-частиц может быть вычислено из формулы ионизации. Для этого должно быть известно число свободных электронов в единице объема. Однако, как в случае звезд типа Вольфа—Райе, спектры Новых указывают на то, что в их оболочках гелий присутствует в значительно больших количествах, чем водород. Это говорит о том, что в первом приближении все свободные электроны могут считаться оторванными от атомов гелия, и легко понять, что дважды ионизованные атомы гелия будут находиться в большинстве. Поэтому

$$n_e = 2n_\alpha,$$

где $n_\alpha$ — число $\alpha$ — частиц в кубическом сантиметре.

Тогда формула ионизации примет вид

$$2\frac{n_\alpha^2}{n_{He^+}} = W \cdot 1{,}22 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{620\,000}{T}}, \tag{5}$$

где $n_{He^+}$ — число $He^+$-ионов в 1 см³ и $W$ — множитель дилюции:

$$W = \frac{1}{4}\left(\frac{r_*}{r}\right)^2.$$

* В немецком оригинале $2 \cdot 10^{49}$.

Согласно вышеизложенному мы имеем $n_{He^+}=\frac{8\cdot 10^{17}}{3\cdot 10^{15}}=270.$

Кроме того, при $r_* = 10^{11}$ см (звезда карлик!) $W = 0{,}25 \times \times 10^{-9}$.

Если принять $T = 62\,000°$, что соответствует звездам Вольф—Райе с яркой полосой λ4686, то из (5) получится $n_\alpha = 1{,}8 \cdot 10^5$.

Следовательно число $He^+$-ионов действительно мало по сравнению с числом α-частиц.

Полное число атомов He (в различных состояниях ионизации) во всей оболочке будет $N = 10^{52}$, что в 25 раз больше, чем число, найденное первым способом.

Недостаток этого метода состоит в том, что момент максимальной яркости линии λ4686, испускаемой оболочкой, определяется недостаточно точно не только из-за переменности непрерывного спектра, с которым обыкновенно сравнивается яркость, но также вследствие того, что звезда через некоторое время после вспышки превращается в звезду Вольфа—Райе с относительно яркой линией λ4686. Как раз в случае Новой Живописца наблюдения не дают возможности отделить друг от друга эти два максимума. Поэтому вышеприведенное число следует значительно уменьшить. Весьма вероятно, что действительная масса оболочки порядка $\frac{1}{100\,000}\odot$.

Метод § 2 был уже применен, по существу, Занстра к планетарным туманностям, и их массы оказались равными 0,01 солнечной массы. Следовательно, массы планетарных туманностей в несколько тысяч раз больше масс оболочек, выброшенных Новыми. Кажется, что основное различие между этими двумя объектами состоит как раз в их массах.

В заключение можно упомянуть, что оба равновесные состояния Новой до и после ее вспышки отличаются друг от друга по своей массе незначительно.

# ЛУЧЕВОЕ РАВНОВЕСИЕ ПРОТЯЖЕННОЙ ФОТОСФЕРЫ

1. Объяснение аномальных цветовых температур звезд раннего типа может быть найдено либо в селективном поглощении света в межзвездном пространстве, либо в особенностях физического строения атмосфер и фотосфер этих звезд. Имеющиеся в настоящее время данные наблюдений могут быть приведены в согласие с позиций обеих точек зрения. Однако нам кажется, что согласно некоторым наблюдательным данным объяснение, учитывающее особенность самой звезды, является более естественным. Мы имеем в виду статистическую корреляцию (найденную Герасимовичем) между аномальными температурами звезд раннего типа и их абсолютными величинами; затем некоторую тенденцию звезд B-типа с эмиссионными линиями (Be) в сторону больших значений колор-индексов; и, наконец, значительную разницу между температурами (на которую указал В. Амбарцумян), вычисленными методом Занстра по линиям водорода и по линиям ионизованного гелия для звезд типа Вольфа—Райе. Последний пункт, именно завышение температуры, вычисленной по линиям HeII, над таковой, вычисленной по водородным линиям, вряд ли можно объяснить недостаточным поглощением водорода. Это скорее указывает на отклонение характера излучения звезд типа Вольфа—Райе от закона Планка в далекой ультрафиолетовой части спектра.

Связывая аномальные цветовые температуры звезд B-типа с особенностями их физического строения, мы попытаемся найти причину этой аномалии в отклонении кривой распределения энергии от формулы Планка. Теория лучевого равновесия фотосферных слоев, которая хорошо объясняет спектры нормальных звезд, приводит к закону планковского распределения в предположении, что коэффициент поглощения не зависит от длины волны. Кажется неправдоподобным, чтобы коэффициент поглощения как функция длины волны мог бы существенно различаться от одной звезды к другой. Если мы обычно принимаем гипотезу поглощения серого тела, когда имеем дело с определенными типами звезд, то казалось бы более естественным предположить о возрастании поглощения в ультрафиолетовой части спектра. В этом случае, как легко видеть, мы имеем не избыток излучения, а наоборот, недостаток его. Сохраняя гипотезу серого поглощения, мы можем получить ультрафиолетовый избыток путем предположения, что температура во

---

Kosirev N. A. Radiative Equilibrium of the Extended Photosphere// Monthy Notices of the Royal Astronomical Society. 1934. Vol. 94. N 5. P. 430—443. Перевел с англ. А. Н. Дадаев.

внешних слоях звезды возрастает как функция оптической глубины значительно быстрее, чем это следует из обычного толкования лучевого равновесия фотосферных слоев. Можно подумать, что распределение температуры у некоторых звезд устанавливается не при условии лучевого равновесия, но при некотором ином условии, таком, как конвективное равновесие. Однако перенос радиации в звездах играет столь существенную роль, что даже при таких огромных скоростях потока материи, какие наблюдаются у звезд Вольфа—Райе, конвективный перенос тепла не может существенно изменить распределение температуры, задаваемое условием лучевого равновесия [1].* С другой стороны, вычисления показали, что температурный градиент при адиабатическом равновесии не может удовлетворительным образом объяснить характер спектра таких аномальных звезд, как, например, P Cygni.

Из вышеприведенных соображений следует, что для объяснения аномалий цветовых температур звезд раннего типа представляется наиболее рациональным сохранить условие лучевого равновесия при гипотезе серого поглощения. Для фотосферных слоев нормальных звезд теория лучевого равновесия дает следующую зависимость чернотельного излучения $B$ от оптической глубины $\tau$:

$$B = B_0\left(1 + \frac{3}{2}\tau\right). \tag{1}$$

Эта формула справедлива в предположении, что радиус кривизны фотосферных слоев бесконечен. Принимая, однако, что внешние слои крайне протяженны, т. е. радиус $r$ заметно меняется с оптической глубиной $\tau$, функция $B(\tau)$ более не будет представлена формулой (1). В этом случае температурный градиент будет гораздо более значительным, чем это следует из формулы (1), и мы приобретаем возможность получить аномальное распределение энергии в спектре. Тот факт, что некоторые звезды раннего типа могут обладать чрезвычайно растянутыми фотосферами, кажется вполне естественным. У звезд типа Вольфа—Райе и P Лебедя поток вещества может начинаться с очень большой оптической глубины, а так как при выбросе вещества плотность возрастает очень медленно с глубиной, то изменение оптической глубины будет происходить при значительном изменении радиуса. Может быть, некоторые звезды типа Be представляют аналогичные примеры. Наконец, звезды типа B с абсорбционными спектрами и аномальными цветовыми температурами, возможно, также являются объектами

* Из-за отсутствия достаточных данных относительно физических условий во внешних слоях звезд Вольфа—Райе в указанной статье отмечено, что эти звезды, возможно, следует рассматривать как исключение к сделанному выводу. Однако, основываясь на результатах § 7 настоящей статьи, нетрудно видеть, что температурные условия для звезд Вольфа—Райе определяются лучевым равновесием.



с чрезвычайно растянутыми фотосферами благодаря своеобразным условиям их равновесия. Вышеупомянутые эффекты абсолютной величины, может быть, имеют отношение к этому рассуждению.

2. Рассмотрим теперь задачу лучевого равновесия внешних слоев звезды, предполагая эти слои сферическими, а их радиус заметно меняющимся с изменением оптической глубины. Уравнение переноса лучистой энергии

$$\frac{dI}{ds} = \varkappa\rho B - \varkappa\rho I$$

может быть переписано для данного случая в форме

$$\cos\theta\,\frac{\partial I}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r}\,\frac{\partial I}{\partial\theta} = \varkappa\rho B - \varkappa\rho I. \tag{2}$$

В этой формуле $I$ — интенсивность радиации, проходящей в направлении элемента пути $ds$, $\varkappa$ — коэффициент поглощения, $\rho$ — плотность, а $\theta$ — угол между направлением луча и нормалью к поверхности слоя в заданной точке. Условие лучевого равновесия дает

$$B = \frac{1}{4\pi}\int I\,d\omega. \tag{3}$$

Рассматривая $\varkappa$ и $\rho$ как известные функции радиуса, мы можем получить зависимость между $B$ и $r$ из уравнений (2) и (3). Точное решение этой задачи весьма сложно. Мы произведем некоторые упрощения, следуя Эддингтону. Введем следующие обозначения:

$$J = \frac{1}{4\pi}\int I\,d\omega,\quad H = \frac{1}{4\pi}\int I\cos\theta\,d\omega,\quad L = \frac{1}{4\pi}\int I\cos^2\theta\,d\omega.$$

Интегрируя уравнение (2) по всем телесным углам и принимая во внимание условие (3), мы легко получим

$$\frac{dH}{dr} + \frac{2}{r}H = 0.$$

Отсюда

$$H = a/r^2 \tag{4}$$

— результат очевидный — а именно тот, что для сферы поток радиации в предположении лучевого равновесия обратно пропорционален квадрату радиуса ($a$ в этой формуле представляет некоторую постоянную). Умножая обе части уравнения (2) на $\cos\theta$ и интегрируя это уравнение по $d\omega$, мы находим

$$\frac{dL}{dr} + \frac{1}{r}J - \frac{3}{r}L = -\varkappa\rho H. \tag{5}$$

Используя уравнения (4), (5) и условие лучевого равновесия

$$B = J, \tag{6}$$

мы можем теперь получить приблизительное решение нашей проблемы. Для заданной точки в звезде обозначим через $I_1$ среднюю интенсивность излучения, выходящего наружу сквозь тангенциальную площадку, проведенную через эту точку касательно к сферическому слою, а через $I_2$ среднюю интенсивность излучения, идущего внутрь. Тогда, следуя Эддингтону, мы можем написать приближенные уравнения

$$J=\frac{1}{2}[I_1+I_2],\quad H=\frac{1}{4}[I_1-I_2],\quad L=\frac{1}{3}J. \tag{7}$$

В этом случае мы получим из уравнения (5)

$$J=-3\int H\varkappa\rho\,dr.$$

Запишем

$$d\tau=-\varkappa\rho\,dr,$$

тогда

$$J=3\int_0^\tau H\,d\tau+C.$$

Постоянная $C$ определяется условием, что когда $\tau=0$, $J=2H_{\tau=0}=2H_0$. Значит, используя формулы (6) и (4), мы находим

$$B=\frac{2a}{R^2}+3a\int_0^\tau\frac{d\tau}{r^2}, \tag{8}$$

где $R$ есть радиус при $\tau=0$. При малых изменениях радиуса эта формула эквивалентна формуле (1). Формула (8) представляет приближенное решение нашей задачи.

Предположим, например, что во внешних слоях звезды $r$ и $\tau$ связаны зависимостью типа

$$\frac{1}{r^2}\sim\tau^n. \tag{9}$$

В этом случае $\tau=0$ на бесконечности, т. е. когда $R=\infty$, и первый член в правой части формулы (8) исчезает. Поэтому в случае пропорциональности типа (9) мы имеем следующую зависимость между температурой $T$ и оптической глубиной:

$$T=T_1\tau^{\frac{n+1}{4}}. \tag{10}$$

Здесь $T_1$ — температура фотосферы при $\tau=1$.

3. Для того чтобы получить зависимость $r$ от $\tau$, мы должны знать обстоятельства образования протяженной фотосферы. Исследуем здесь только весьма простой случай, а именно



образование протяженной фотосферы благодаря потоку вещества из звезды. Принимая фотосферу такого рода динамически стабильной, можем легко видеть, что в этом случае функция $r(\tau)$ будет приблизительно выражена формулой (9). В самом деле, при больших скоростях истечения мы можем рассматривать скорость потока вещества практически постоянной в пределах значительного промежутка изменения $\tau$. Тогда из условия непрерывности мы имеем

$$\rho\sim\frac{1}{r^2}. \tag{11}$$

В этом случае $\tau=0$ только при $r=R=\infty$. Из формулы (8) мы видим, что тогда и $B=0$. Примем для коэффициента поглощения следующую зависимость от температуры и плотности:

$$\varkappa\sim\frac{\rho}{T^4}\sim\frac{\rho}{B}. \tag{12}$$

Тогда $$d\tau\sim\frac{1}{Br^4}dr.$$

На основании формулы (8) мы имеем

$$\frac{dB}{dr}\sim\frac{1}{r^2}\frac{d\tau}{dr}\sim\frac{1}{r^6B},$$

поэтому $$B\sim r^{-\frac{5}{2}}.$$

С использованием этого выражения и выражения для $\tau$

$$\tau=\int_r^\infty\varkappa\rho\,dr.$$

мы находим, что оптическая глубина должна зависеть от $r$ в соответствии с законом

$$\tau^4\sim\frac{1}{r^2}. \tag{13}$$

Таким образом, в исследуемом случае показатель $n$ в формуле (9) равен 4. Следовательно, для фотосферных слоев, которые возникают благодаря потоку вещества,

$$T=T_1\tau^{\frac{5}{4}}. \tag{14}$$

4. Теперь мы попытаемся определить для распределения температуры вида (14) распределение энергии в спектре. Рассмотрим луч, выходящий из звезды, направление которого про-

ходит на линейном расстоянии $a$ от центра звезды. Интегрируя уравнение (2) и принимая во внимание, что

$$\cos\theta = \sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2},$$

мы находим следующее выражение для интенсивности $I(\lambda,\ a)$ выходящей радиации:

$$I(\lambda,\ a) = \int_a^\infty e^{-\int_r^\infty \frac{\varkappa\rho}{\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2}}dr} B(\lambda,\ T)\frac{\varkappa\rho}{\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2}}dr +$$

$$+\int_a^\infty e^{-\left[\int_a^\infty \frac{\varkappa\rho}{\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2}}dr + \int_a^r \frac{\varkappa\rho}{\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2}}dr\right]} B(\lambda,\ T)\frac{\varkappa\rho\, dr}{\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2}}. \tag{15}$$

Здесь функция $B(\lambda,\ T)$ определяется формулой Планка:

$$B(\lambda,\ T) = C\lambda^{-5}\left[e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right]^{-1}. \tag{16}$$

В предыдущей формуле для $I(\lambda,\ a)$ первый интеграл соответствует излучению, исходящему от полусферы, обращенной к наблюдателю, тогда как второй интеграл соответствует излучению, исходящему от противоположной полусферы. Полная интенсивность излучения звезды $I(\lambda)$ получается путем интегрирования выражения $I(\lambda,\ a)$ по $a$:

$$I(\lambda) = 2\pi\int_0^\infty I(\lambda,\ a)\, a\, da. \tag{17}$$

Используя формулу (13) и выражение для $\tau$, мы можем оценить нижеприведенное выражение, входящее в формулу (15):

$$\frac{\varkappa\rho}{\sqrt{1-\left(\frac{a}{r}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{r\,(r^2-a^2)}}, \tag{18}$$

где $c$ — некоторая постоянная. Введем вместо $r$ переменную $\theta$ — угол между направлением от центра звезды к наблюдателю и радиусам, проведенным к заданной точке в звезде ($a$ предполагается постоянной). Тогда выражение (15) значительно упрощается. В результате немногих простых преобразований мы будем иметь



$$I(\lambda,\ a) = \frac{c}{\sqrt{a}}\int_0^\pi \sqrt{\operatorname{cosec}\theta}\, e^{-\frac{2c}{\sqrt{a}}\psi(\theta)} B(\lambda,\ T)\, d\theta, \tag{15a}$$

где

$$\psi(\theta) = \frac{1}{2}\int_0^\theta \sqrt{\operatorname{cosec} x}\, dx. \tag{19}$$

Из уравнения (17) следует, что

$$I(\lambda) = 2\pi c\int_0^\infty\int_0^\pi \sqrt{a\operatorname{cosec}\theta}\, e^{-\frac{2c}{\sqrt{a}}\psi(\theta)} B(\lambda,\ T)\, d\theta\, da. \tag{17a}$$

Мы введем в это выражение вместо $a$ оптическую глубину $\tau$ в качестве новой переменной. Из соотношения (18) следует, что

$$\tau = 2c/\sqrt{r}. \tag{20}$$

Так как $\sin\theta = a/r$, то

$$\tau = \frac{2c}{\sqrt{a\operatorname{cosec}\theta}}. \tag{21}$$

Преобразуем переменные под знаком двойного интеграла формулы (17a), используя соотношение (21) и сохраняя переменную $\theta$. Тогда

$$I(\lambda) = 32\pi c^4\int_0^\infty B(\lambda,\ T)\frac{d\tau}{\tau^4}\int_0^\pi e^{-\tau\sqrt{\operatorname{cosec}\theta}\,\psi(\theta)}\sin\theta\, d\theta.$$

На основании формулы (20) мы видим, что постоянная $c$, входящая в выражение для $I(\lambda)$, может быть заменена на $R_1$ — радиус звезды при $\tau=1$. С помощью формул (16) и (14) мы находим окончательное выражение для распределения энергии в спектре аномальной звезды рассматриваемого типа:

$$I(\lambda) = \pi R_1^2 C\lambda^{-5} E(\lambda,\ T_1), \tag{22}$$

где

$$E(\lambda,\ T_1) = \int_0^\infty\left[e^{\frac{c_2}{\lambda T_1\tau^{5/4}}} - 1\right]^{-1}\Phi(\tau)\frac{d\tau}{\tau^4}, \tag{23}$$

а

$$\Phi(\tau) = 2\int_0^\pi e^{-\tau\sqrt{\operatorname{cosec}\theta}\,\psi(\theta)}\sin\theta\, d\theta. \tag{24}$$

Эти формулы имеют вполне определенный физический смысл. Функция $\Phi(\tau)$ замещает обычный экспоненциальный фактор абсорбции, тогда как знаменатель $\tau^4$, как видно из формулы (20), представляет величину, обратно пропорциональную площади излучающего диска.

Мы теперь выведем выражение для плотности излучения $\rho(\lambda)$ во внешних слоях звезды, т. е. тех, где $\tau<1$. Эти слои могут быть названы атмосферой звезды, поскольку именно в них образуются спектральные линии. Пренебрежем радиацией, излучаемой атмосферой звезды. Это вполне допустимо, особенно тогда, когда мы вычисляем $\rho(\lambda)$ для коротковолнового излучения. Для того чтобы вычислить $\rho(\lambda)$, мы введем в выражение

$$\rho(\lambda)=\frac{1}{c}\int I(\lambda)\,d\omega=\frac{2\pi}{c}\int I(\lambda)\sin\theta_0\,d\theta_0$$

значение $I(\lambda)$, даваемое формулой (15а). Здесь $\theta_0$ есть угол между направлением луча и направлением нормали в исследуемой точке, а $c$ — скорость света. При существенно большом $R$ — расстоянии точки в атмосфере звезды от ее центра — мы получим в окончательном виде выражение для $\rho(\lambda)$:

$$\rho(\lambda)=\delta\frac{4\pi}{c}C\lambda^{-5}E(\lambda,\ T_1), \qquad (25)$$

где $\delta$ представляет собой обычный фактор дилюции:

$$\delta=\frac{1}{4}\left(\frac{R_1}{R}\right)^2. \qquad (26)$$

Мы видим, что постоянная $R_1$ играет роль радиуса нормальных звезд для объектов рассматриваемого типа. Другая постоянная $T_1$, которая равна температуре звезды на расстоянии $R_1$ от центра, представляет замену (эквивалент) для температуры на поверхности. $T_1$ может быть вычислена из сравнения формулы (22) с наблюдаемым распределением энергии в спектре звезды.

5. Теперь мы перейдем к конкретным примерам вычислений распределения энергии в спектре, используя формулы (22)—(24). Прежде всего мы должны отметить, что формула (24) содержит функцию $\psi(\theta)$, вычисляемую из уравнения (19). Таблица этой функции, построенная путем численного интегрирования, представлена ниже.

| $\theta°$ | $\theta_R$ | $\psi(\theta)$ | $\theta°$ | $\theta_R$ | $\psi(\theta)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 0° | 0,000 | 0,000 | 90° | 1,571 | 1,311 |
| 8°36′ | 0,150 | 0,387 | 105° | 1,833 | 1,443 |
| 15° | 0,262 | 0,512 | 120° | 2,094 | 1,579 |
| 30° | 0,524 | 0,727 | 135° | 2,356 | 1,726 |
| 45° | 0,785 | 0,896 | 150° | 2,618 | 1,895 |
| 60° | 1,047 | 1,044 | 165° | 2,880 | 2,110 |
| 75° | 1,309 | 1,180 | 180° | 3,142 | 2,623 |



С помощью этой таблицы становится возможным табулировать функцию $\Phi(\tau)$, определяемую уравнением (24).

| $\tau$ | $\Phi(\tau)$ | $\tau$ | $\Phi(\tau)$ | $\tau$ | $\Phi(\tau)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,0 | 4,00 | 1,8 | $3{,}54\cdot10^{-1}$ | 9,0 | $9{,}84\cdot10^{-5}$ |
| 0,2 | 2,92 | 2,0 | 2,77 | 10,0 | 3,42 |
| 0,4 | 2,22 | 2,5 | 1,52 | 12,0 | $3{,}98\cdot10^{-6}$ |
| 0,6 | 1,67 | 3,0 | $8{,}34\cdot10^{-2}$ | 14,0 | $4{,}87\cdot10^{-7}$ |
| 0,8 | 1,28 | 4,0 | 2,76 | 16,0 | $5{,}67\cdot10^{-8}$ |
| 1,0 | $9{,}76\cdot10^{-1}$ | 5,0 | $8{,}28\cdot10^{-3}$ | 18,0 | $7{,}26\cdot10^{-9}$ |
| 1,2 | 7,51 | 6,0 | 2,68 | 20,0 | $8{,}24\cdot10^{-10}$ |
| 1,4 | 5,82 | 7,0 | $9{,}06\cdot10^{-4}$ | | |
| 1,6 | 4,50 | 8,0 | 2,94 | | |

В этих таблицах последние величины значений обеих функций могут оказаться не вполне надежными. С помощью таблицы функции $\Phi(\tau)$ нетрудно вычислить по формулам (23) и (22) распределение энергии в спектре для определенного значения температуры $T_1$. Мы проделаем эти вычисления для некоторых известных объектов.

**Звезда P Лебедя.** Спектр этой звезды типа $B_1$ характеризуется яркими эмиссионными линиями H и HeI. Контуры линий и смещения их абсорбционных составляющих показывают, что поток вещества из этой звезды происходит со скоростями порядка 150 км/с. Большое количество непосредственных спектрофотометрических измерений распределения энергии в спектре дает значение температуры в пределах 6000°—7000° для участка спектра от 400 до 600 мкм. Согласно Дюфаю [2] наблюдается также некоторая тенденция к возрастанию температуры с уменьшением длины волны. Поскольку спектр звезды принадлежит к типу $B_1$, ионизационная температура должна составлять около 18 000°. Иными словами, распределение энергии в спектре этой звезды должно быть таким, какое соответствует значению температуры около 18 000° для малых величин длин волн порядка 500—1000 Å. Измерения Билса полных интенсивностей водородных и гелиевых линий в сочетании с применением метода Занстра к атмосфере этой звезды приводят к температурам вышеупомянутого порядка [3]. Сравнение формулы (23) с данными наблюдений показывает, что хорошее согласие между теоретической и измеренной температурами может быть достигнуто, если принять $T_1=5560°$. Мы и примем это значение $T_1$. Ниже мы даем значения функции $E(\lambda,\ T_1)$, вычисленные для различных длин волн:

| $\lambda$, Å | $E(\lambda, T_1)$ | $T$ |
|---|---|---|
| $\lambda_1 = 500$ | $4{,}18 \cdot 10^{-8}$ | $T(\lambda_1, \lambda_4) = 21\,300°$ |
| $\lambda_2 = 1\,000$ | $3{,}61 \cdot 10^{-6}$ | $T(\lambda_2, \lambda_4) = 15\,100$ |
| $\lambda_3 = 4\,000$ | $2{,}76 \cdot 10^{-3}$ | $T(\lambda_3, \lambda_4) = 7\,500$ |
| $\lambda_4 = 5\,000$ | $7{,}14 \cdot 10^{-3}$ | |
| $\lambda_5 = 5\,875$ | $1{,}38 \cdot 10^{-2}$ | |
| $\lambda_6 = 6\,563$ | $2{,}01 \cdot 10^{-2}$ | $T(\lambda_3, \lambda_6) = 7\,050$ |
| $\lambda_7 = 8\,000$ | $4{,}3 \cdot 10^{-2}$ | $T(\lambda_4, \lambda_7) = 6\,000$ |

Значения $T(\lambda_i, \lambda_k)$, содержащиеся в третьем столбце этой таблицы, являются средними из двух $E(\lambda_i, T_1)$ и $E(\lambda_k, T_1)$, вычисленными с использованием формулы Планка. Таким образом, они представляют значения, которые наблюдатель должен оценить при изучении распределения энергии в спектре. Мы видим, что вычисленное распределение хорошо согласуется с тем, какое фактически наблюдается. Для того чтобы провести это сравнение полнее, мы должны также рассмотреть температуры, которые могут быть получены для этой звезды с применением метода Занстра. Мы будем иметь возможность сравнить наши результаты вычислений с данными Билса.

Метод Занстра в предположении чернотельного излучения, дает следующее уравнение для определения $T$:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1}\, dx = \sum \frac{x^3}{e^x - 1} A_\nu. \qquad (27)$$

Здесь $x = h\nu/(kT) = c_2/(\lambda T)$, $x_0$ — значение $x$ при $\nu = \nu_0$, $\nu_0$ — частота ионизации данного элемента, а $A_\nu$ представляет полную относительную интенсивность эмиссионной линии данного элемента, поделенную на длину волны линии. Ясно, что для нашего случая распределения энергии в спектре уравнение (27) должно быть заменено соотношением

$$\int_0^{\infty} \frac{\Phi(\tau)}{\tau^{1/4}} \int_{\frac{x_0}{\tau^{5/4}}}^{\infty} \frac{y^2\, dy}{e^y - 1}\, d\tau = \sum x^3 E(\lambda, T_1) A_\nu. \qquad (28)$$

Это соотношение может быть получено из формулы (27), принимая во внимание тот факт, что в нашем случае выражение $(e^x - 1)^{-1}$ должно быть заменено функцией $E(\lambda, T_1)$. В формуле (28) $x$ используется для выражения $x = h\nu/(kT_1)$. В правой части этой формулы мы оставим только один член, соответствующий наиболее интенсивной линии элемента в видимой части спектра. Тогда, если $T_1$ дано, мы можем оценить значение $A_\nu$, соответствующее этой спектральной линии. Вычисления



значительно упрощаются, поскольку величины для $\int_0^{\infty} \frac{y^2}{e^y - 1}\, dy$ уже табулированы в статье, излагающей метод Занстра. Для водорода при принятом значении $T_1$ $x_0$ равно 32,6. Мы будем учитывать всю поглощенную ультрафиолетовую радиацию за пределами Лаймановской серии, поскольку задаем $H_\alpha$ (6563 Å). Тогда $A_\nu = 0{,}0115$, как это видно из вычислений. Для HeI $x_0 = 51{,}27$. Ограничиваясь наиболее интенсивной линией 5875 Å, мы получаем $A_\nu = 0{,}00111$. Используя полученные значения для $A_\nu$, мы можем определить $T$ по формуле (27). Эти $T$ будут получены наблюдателем, использующим метод Занстра. Ниже представлена окончательная сводка, в которой наблюдения (данные Билсом для H и HeI) сопоставлены с результатами теоретического расчета:

| Температура | Наблюден. | Теоретич. |
|---|---|---|
| $T$ (He I) | 25 000° | 23 000° |
| $T$ (H) | 18 000 | 16 650 |
| $T$ (сп. фот.) | 6 000 | 7 050 |

**Звезды Вольфа—Райе.** Это объекты с исключительно высокой поверхностной температурой, из которых выбрасывается материя. Поэтому представляет интерес выяснить вопрос, насколько удачно может быть описан их непрерывный спектр с позиций нашей схемы. Для звезд типа Вольфа—Райе наиболее типичными можно считать следующие данные. Температура, определяемая методом Занстра по линии 4686 He II, составляет 70 000° [3]. Водородные линии у этих звезд относительно слабы, и мы можем принять для температуры, вычисленной методом Занстра по $H_\alpha$, значение порядка 30 000°.* Это снижение температуры для водорода соответствует разнице между температурами, определяемыми по методу Занстра для ядер планетарных туманностей по линиям ионизованного гелия и водорода (HeII и H). Непосредственные спектрофотометрические измерения распределения энергии в спектре затруднены присутствием большого количества эмиссионных полос. Все же наблюдения такого рода дают среднюю температуру порядка 17 000° [4].

Примем $T_1 = 50\,000°$ для типичного случая звезды Вольфа—Райе. Для такого высокого значения $T_1$ мы можем значительно упростить правую часть формулы (28). Из выражения (23) для

* Автор выражает признательность д-ру В. А. Амбарцумяну за эту информацию.

$E(\lambda, T_1)$ следует, что наибольшее значение подынтегральной функции в этой формуле может быть получено при малых $\tau$. Для таких $\tau$ мы можем просто положить $\Phi(\tau) = 4$. Тогда, заменяя $x/\tau^{5/4}$ на $y$, мы находим

$$\underset{\text{при } x \ll 1}{x^3 E(\lambda, T_1)} = 3{,}2x^{3/5} \int_0^\infty \frac{y^{7/5}}{e^y - 1}\, dy = 5{,}51 x^{3/5}. \tag{29}$$

Используя формулы (28) и (29), мы можем вычислить значение $A_\nu$ для принятого значения $T_1$. Для HeII мы получим из вычислений $A_\nu = 0{,}0330$, предполагая, что вся ультрафиолетовая радиация за пределами ионизационной частоты ($x_0 = 12{,}55$) суммируется в одной линии 4686. Для водорода, ограничиваясь линией $H_\alpha$, мы находим $A_\nu = 0{,}394$ ($x_0 = 3{,}140$). На основе этих данных мы можем вычислить значения температуры $T_1$, оцениваемые путем наблюдений:

| Температура | Наблюден. | Теоретич. |
|---|---|---|
| $T$ (He II) | 70 000° | 67 000° |
| $T$ (H) | (30 000) | 28 000 |
| $T$ (сп. фот.) | (17 000) | 14 000 |

Цифры, стоящие в скобках, получены на основе грубых усреднений. Спектрофотометрическая температура, данная в таблице, вычислена следующим путем. Из формул (29) и (22) вытекает, что при высоких температурах распределение энергии в спектре может быть представлено пропорциональностью

$$I(\lambda) \sim \lambda^{-13/5} T^{12/5}, \tag{30}$$

а не законом Рэлея—Джинса, согласно которому интенсивность излучения обратно пропорциональна четвертой степени длины волны. Как видно, из формулы (30) мы получим не бесконечное значение $T$, а некоторое определенное значение, зависящее от принятой $\lambda$, используемой при изучении распределения энергии в спектрах аномальных звезд. Цифра в вышеприведенной таблице получена для $\lambda_1 = 600$ мкм и $\lambda_2 = 400$ мкм. Экспериментальным путем вполне возможно выявить различие между законом (30) и формулой Рэлея—Джинса. Наблюдения с этой целью представляли бы большой интерес.

Из двух подробно рассмотренных случаев мы видим, что теория, излагаемая в настоящей статье, хорошо согласуется с наблюдениями, несмотря на довольно грубые предположения (постоянство скорости истекающего вещества и закона (12) для коэффициента поглощения).



6. Мы видели, что постоянную $T_1$ можно определить из распределения энергии в спектре или из относительных интенсивностей эмиссионных линий. В последующих рассуждениях будет показано, как определить эффективную температуру $T_{эф}$ звезды при условии, что $T_1$ известна. Как обычно, мы будем определять $T_{эф}$ по формуле

$$I = \pi R_1^2 \sigma T_{эф}^4, \tag{31}$$

где $I$ — интегральная радиация звезды, а $\sigma$ — постоянная Стефана. С другой стороны, интегрируя выражение для $I(\lambda)$ (ср. формулу (22)) с учетом $\lambda$, мы легко находим

$$I = \pi R_1^2 \sigma T_1^4 \cdot 2 \int_0^\pi \left[\frac{\sin\theta}{\psi(\theta)}\right]^2 d\theta.$$

Сравнивая эту формулу с формулой (31), мы получаем

$$T_{эф} = \sqrt[4]{A}\, T_1, \tag{32}$$

где

$$A = 2 \int_0^\pi \left[\frac{\sin\theta}{\psi(\theta)}\right]^2 d\theta = 2{,}231. \tag{33}$$

Таким образом, множитель $\sqrt[4]{A}$, с помощью которого $T_1$ преобразуется в $T_{эф}$, отличается, хотя и не намного, от соответствующего множителя $\sqrt[4]{2}$ обычной теории лучевого равновесия, связывающей поверхностную температуру звезды с эффективной $T_{эф}$. Например, для P Лебедя мы получим $T_{эф} = 6800°$.

С помощью формулы (31), если $T_{эф}$ известно, мы можем определить величину $R_1$, которую можно рассматривать как радиус звезды. С этой целью мы должны знать $I$, т. е. абсолютную болометрическую величину звезды. Мы покажем, каким образом можно вычислить болометрическую звездную величину, при условии что визуальная яркость звезды известна. Очевидно, необходимо определить болометрическую поправку:

$$\Delta m = m_{виз} - m_{бол}.$$

Для этого мы имеем

$$\Delta m = -\frac{5}{2} \lg P(T_1),$$

где

$$P(T_1) = \frac{\int_0^\infty V(\lambda)\, I(\lambda, T_1)\, d\lambda}{\int_0^\infty I(\lambda, T_1)\, d\lambda}. \tag{34}$$

В последней формуле $V(\lambda)$ означает кривую спектральной чувствительности глаза, а $I(\lambda, T_1)$ определяется выражением (22). В результате некоторых преобразований мы получим

$$P(T_1) = \frac{1}{A}\int_0^\infty P_b(T_1\tau^{5/4})\,\tau\Phi(\tau)\,d\tau. \tag{35}$$

Здесь $P_b(T_1\tau^{5/4})$ представляет функцию, соответствующую планковскому распределению радиации. Значения этой функции могут быть получены из таблиц болометрических поправок, составленных для нормальных звезд. Такие таблицы составлены Эддингтоном [5] для низких температур и Пайком для высоких температур [6]. Следующая таблица поправок $\Delta m$ образована с помощью указанных выше таблиц путем численного интегрирования по формуле (35).

| $T_1$ | $\Delta m$ | $T_1$ | $\Delta m$ |
|---|---|---|---|
| 4 000° | +0,74 | 20 000° | +1,51 |
| 5 000 | 0,80 | 40 000 | 2,28 |
| 6 000 | 0,80 | 60 000 | 2,80 |
| 7 000 | 0,84 | 80 000 | 3,16 |
| 8 000 | 0,91 | 100 000 | 3,49 |
| 10 000 | 1,04 | | |

Сравнивая данные этой таблицы с обычными болометрическими поправками, мы замечаем для нашего случая характерное, относительно малое приращение поправок $\Delta m$ и их менее регулярные изменения с ростом температуры. По этой таблице мы получаем, например, для P Лебедя $\Delta m = +0{,}80$, а для типичной звезды Вольфа—Райе $\Delta m = 2{,}54$.

7. Примем для звезд Вольфа—Райе абсолютную визуальную величину равной —3,3 [7]. Тогда из формулы (31) и аналогичной формулы для Солнца мы имеем $R_1 = R_\odot$. Если $R_1$ известно, то становится возможным определить также плотность фотосферных слоев звезды на оптической глубине $\tau = 1$. В самом деле, из формул (18) и (20) получается

$$\varkappa_1\rho_1 = \frac{1}{2}R_1. \tag{36}$$

Здесь $\varkappa_1$ и $\rho_1$ — значения коэффициента поглощения и плотности при $\tau = 1$.

Для численной оценки коэффициента $\varkappa$ воспользуемся формулой Чандрасекара, несколько отличающейся от приближенной формулы (12), принятой нами:

$$\varkappa = \frac{5{,}62 \cdot 10^{19}\chi^2 Px}{T^{11/2}a}. \tag{37}$$



В этой формуле $P$ — электронное давление, $\chi$ — потенциал ионизации в вольтах, $a$ — атомный вес, $x$ — процент ионизации. Предположим, что внешние слои звезд Вольфа—Райе состоят главным образом из гелия. Тогда при условиях, существующих во внешних слоях звезд этого типа, газ должен преимущественно состоять из ионизованных атомов гелия (HeII) и электронов. Примем следующие количественные данные: $\chi = 25V$, $a = 4$, $x = 1$, а $P$ составит половину от величины газового давления. Тогда по формулам (36) и (37) мы находим

$$\rho_1 = \frac{6 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{R_1}} \approx 2 \cdot 10^{-10}.$$

Таким образом, мы получаем плотность порядка плотности фотосферных слоев Солнца. Принимая скорость истечения вещества $v = 1000$ км/с, мы можем вычислить $\frac{dM}{dt}$ — годичную потерю массы звездой:

$$\frac{dM}{dt} = -4\pi R_1^2\rho_1 v \cdot 3 \cdot 10^7 \approx -10^{-5}M_\odot/\text{год}.$$

Если мы можем применить закон «масса—светимость» к звездам Вольфа—Райе, то их массы должны быть порядка $10M_\odot$. Отсюда можно заключить, что их годичная потеря массы составляет $10^{-6}$ собственной массы. Следовательно, верхний предел продолжительности стадии Вольфа—Райе будет около $10^6$ лет. Относительное количество звезд типа Вольфа—Райе крайне мало: одна звезда такого типа приходится приблизительно на $10^5$ звезд. Общее количество звезд Вольфа—Райе, известных нам, выступает лишь немногим более за 100. Результат, полученный нами, указывающий на исключительно короткую стадию такой звезды, логически не находится в противоречии со статистическими данными. Необходимо только предположить, что явление Вольфа—Райе никоим образом не носит характер исключительности. Наоборот, расчет показывает, что многие звезды должны пройти в своей эволюции через такую стадию.

Вычислим теперь плотность P Лебедя и количество вещества, выбрасываемого из звезды подобного типа. Примем ее абсолютную величину равной —5. Тогда $R_1 \approx 100R_\odot$. Чтобы оценить количественно коэффициент поглощения, мы примем гипотезу, что водород играет основную роль в абсорбции, и примем значение ионизационной температуры порядка 15 000°. В этом случае получается $\rho_1 = 2 \cdot 10^{-12}$. Таким образом, плотность фотосферных слоев P Лебедя значительно меньше, чем соответствующая плотность у звезд Вольфа—Райе. Принимая $v = 150$ км/с, мы получим для $dM/dt$ величину порядка $4 \times 10^{-4}M_\odot$. Последняя оценка зависит в большой степени от $R_1$, т. е. от абсолютной величины звезды. Поэтому полученный ребедя несколько больше, чем потеря у звезд Вольфа—Райе.

8. Мы посмотрим теперь, может ли появиться какая-либо эмиссионная линия в спектре звезды в случае принятого закона непрерывного истечения материи. Согласно Росселанду, для атома, находящегося в атмосфере звезды ($\tau < 1$), мы, очевидно, должны сравнить возможности осуществления двух циклов переходов: $1 \to 2 \to 3 \to 1$ (вероятность $W_{23}$) и $1 \to 3 \to 2 \to 1$ (вероятность $W_{32}$). Мы будем пренебрегать вынужденным излучением. Тогда из формулы (25) для плотности излучения мы имеем

$$\frac{W_{23}}{W_{32}} = \delta \frac{E_{12}E_{23}}{E_{13}}. \tag{38}$$

Здесь $E_{ik}$ представляет функцию $E$ (формула (23)) для частоты $\nu_{ik}$. Легко видеть, не прибегая к математическому доказательству, что дополнительный множитель $\delta$ в этой формуле, вообще говоря, меньше единицы. Как мы уже видели, убывание интенсивности с возрастанием $\nu$ в спектре исследуемых объектов происходит медленнее, чем это требовалось бы по закону Вина. Следовательно, если мы имеем, например, $\delta = {}^1/_{400}$, то число переходов, создающих эмиссию, превзойдет более чем в 400 раз число переходов абсорбционного характера. Это произойдет при $R = 10R_1$. Из формулы (20) следует, что для такого $R$ оптическая глубина $\tau = 0{,}3$. Коэффициент поглощения за пределом первичных серий должен намного превосходить среднее значение $\varkappa$. Поэтому в той части атмосферы звезды, где вероятно возникают эмиссионные линии, остается вполне достаточное количество атомов для полного поглощения света за пределом серий образующихся линий данных атомов. Используя значение $\rho_1$, полученное выше для звезды типа Вольфа—Райе, мы находим, что число атомов, приходящихся на 1 кв. см поверхности сферы радиусом $R = 10R_1$, равно $10^{24}$. Коэффициент поглощения в расчете на один атом для крайних серий водорода равен $10^{-17}$. Следовательно, $\tau^{\mathrm{H}} \approx 10^7(1 - x)$. Можно показать, что средний процент неионизованных атомов водорода в атмосферах звезд Вольфа—Райе не менее чем $10^{-7}$. Таким образом, мы видим, что вполне возможно применять метод Занстра к водородным линиям в спектрах звезд Вольфа—Райе.

В § 1 было высказано предположение, что спектр аномальных звезд типа B с абсорбционными линиями можно исследовать с позиций теории протяженной фотосферы подобно спектрам с эмиссионными линиями. Абсорбционный спектр у звезд такого типа очевидно появляется при наличии протяженной фотосферы, но при быстром убывании плотности к краю. Возможно,



при некоторых условиях такой вид равновесной конфигурации звезды и осуществляется.

**Краткий итог.** В настоящей статье выдвинуто предположение, что некоторые звезды (сверхгиганты) могут обладать весьма протяженными фотосферами. Исследование проблемы лучевого равновесия во внешних слоях звезд такого рода приводит к установлению зависимости температуры от оптической глубины, которая отличается от аналогичной зависимости для фотосферы нормальной звезды. Применение этой теории к решению вопроса о распределении энергии в спектре, возможно, объясняет аномальные цветовые температуры звезд раннего типа. В качестве примеров подробно исследованы случаи возникновения протяженных фотосфер в результате истечения материи из звезд известного рода (звезды типа Вольфа—Райе и P Лебедя). Получены некоторые выводы относительно физических условий во внешних слоях этих звезд.

Указатель литературы

1. Kosirev N. Note on the Depth of Sunspots//Poulkovo Observatory Circular. 1933. N 6. P. 3—9.
2. Dufay J. C. B. La température de couleur et la courbe d'énergie de l'étoile P Cygni//Publications de L'Observatoire de Lyon. Serie I. Astronomie. 1932. T. 1, fasc. 1. P. 1—4.
3. Beals C. S. On the Temperatures of Wolf-Rayet Stars and Novae//Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1932. Vol. 92. N 7. P. 684.
4. Gerasimovič B. P. Spectrophotometric temperatures of early stars// Harvard College Observatory. Circular N 339. P. 1—27.
5. Eddington A. S. The internal constitution of the stars. Cambridge, 1926. P. 138.
6. Pike S. R. The Physical Conditions in New Stars//Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1929. Vol. 89. N 5. P. 538—544.
7. Payne C. H. The stars of high luminosity. N. Y.; L., 1930. P. 85. (Harvard observatory monographs; N 3).