

О МЕТОДЕ «ПРЕДЕЛЬНОГО ДЕКРЕМЕНТА» ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ТЕМПЕРАТУР В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА—РАЙЕ

(Исследование звезд Вольфа—Райе. V)

С. В. Рублев

Применительно к серии Пиккеринга He II описывается общий метод «предельного декремента», пригодный, в принципе, для оценок электронных температур различных звезд по относительным интенсивностям эмиссионных линий в их спектрах. Метод позволяет обойти трудности, связанные с отклонениями от ЛТР и наличием самопоглощения в линиях (влияние этих факторов заранее неизвестно). Оценки для пяти ярких звезд WR (HD 191765, 192163, 193077, 192103 и 192641) дали значения T_e (He III) в интервале 19—31 тыс. град. (в среднем $T_e(\text{He III})=23500 \pm 2200^\circ \text{K}$). Отмечены трудности практических приложений метода в случае высокотемпературных объектов. Произведено сопоставление с результатами других оценок температур T_e звезд WR; сделан вывод о том, что эти температуры лежат в интервале $\sim 20\text{--}40$ тыс. град.

As applied to the Pickering He II series, a general «limiting decrement» method is described that is suitable in principle for evaluating the electron temperatures of various stars from the relative strengths of emission lines in their spectra. The method makes it possible to avoid difficulties connected with departures from LTE and with the availability of self-absorption in spectral lines (the effect of these factors is unknown beforehand). Evaluating for 5 bright Wolf—Rayet stars (HD 191765, 192163, 193077, 192103, and 192641) has given the values of T_e (He III) in the range of 19—31 thousand degrees (on the average $T_e(\text{He III})=23500 \pm 2200^\circ \text{K}$.) The difficulties are pointed out of practical applications of the method in the case of high-temperature objects. A comparison is made with the results of more evaluations of the temperatures T_e of Wolf—Rayet stars; the temperatures are concluded to be in the range of about 20—40 thousand degrees.

§ 1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Около 30 лет назад Аллер [1] предложил определять для звезд WR так называемые «температуры возбуждения» (T_{ex}), сравнивая наблюдаемые интенсивности ярких линий одного и того же иона попарно на основе формулы Больцмана, которая играет при этом роль интерполяционного соотношения. Тогда же по линиям разных ионов были получены значения T_{ex} для довольно большого числа звезд WR. Обнаружилась тенденция роста таких температур с потенциалом ионизации, что было расценено как свидетельство стратификации излучения в протяженных атмосферах. Подобные оценки делались и позднее [2, 3].

Винен [4] пытался модифицировать метод Аллера, привлекая для анализа все наблюдаемые линии рассматриваемого иона. Выявилось, что в ряде случаев при этом получаются отрицательные значения T_{ex} (в частности, по линиям He II, т. е. для такой «определяющей» области атмосферы звезд WR, как зона He III).

Как уже отмечалось нами ранее (см. [5]), в этих работах не были учтены следующие факторы, существенно влияющие на результаты определений:

а) межзвездное покраснение, искажающее отношения интенсивностей ярких линий (учет покраснения сводит на нет результаты [1]; получаются отрицательные значения T_{ex} — см. [5]); б) отклонения от ЛТР (населенности атомных уровней, ответственных за возникновение рассматриваемых линий в атмосферах звезд WR, могут сильно отличаться от равновесных); в) самопоглощение в линиях.

Попытка оценить значения истинных электронных температур в оболочках звезд WR предпринималась Баппу. В его ранней работе [6] исследованы две звезды WC. При определениях температур были использованы отношения эквивалентных ширин (следовало брать отношения интенсивностей) линий C IV, возникающих в результате водородоподобных переходов. Влияние второго из отмеченных выше факторов было в значительной мере нейтрализовано тем, что рассматривались переходы с достаточно высоких атомных уровней, для которых отклонения от ЛТР невелики. Роль двух других факторов не учитывалась. Позднее Баппу и Ганеш [7] использовали эту методику применительно к четырем звездам WC (парное сравнение линий C IV) и к одной звезде WN (сравнение линий He II серии Пиккеринга). На этот раз был осуществлен переход от эквивалентных ширин к интенсивностям линий, для чего привлекались данные Куги [8] о распределении энергии в истинных континуумах звезд WR; тем самым одновременно было учтено влияние межзвездного покраснения (как показано в [9], результаты Куги из-за неправильного учета покраснения отягощены значительными ошибками).

Недавно Ван Блерком и Касгор [10] обнаружили, что результаты обеих работ Баппу неверны: при выводе основного (рабочего) соотношения была допущена ошибка в показателе экспоненты. После ее исправления все температуры из [6, 7] становятся отрицательными. Основной причиной этого является, по нашему мнению, неучет самопоглощения в рассматривавшихся линиях.

В свое время в качестве обобщения методики Аллера нами был предложен метод «пределного декремента», пригодный, в принципе, для оценки электронных температур различных звезд с эмиссионными спектрами [5]. Тогда же он был применен к двум звездам WR (регистраграммы соответствующих спектров заимствовались у Андерхилл [11]) и к Мире Кита (см. [12, 13]). Ниже этот метод исследуется по новому наблюдательному материалу, полученному летом 1966 г. для пяти ярких северных звезд WR [14]. При расчетах привлекаются ревизованные в [9] результаты Куги [8] относительно распределения энергии в континуумах этих звезд.

§ 2. МЕТОД ПРЕДЕЛЬНОГО ДЕКРЕМЕНТА

Будем для конкретности рассматривать серию Пиккеринга He II ($i = 4$). Интенсивность яркой линии в этом случае есть

$$I_{i4} = h\nu_{i4} A_{i4} \int n_i \beta_{i4} [1 - W(r)] r^2 dr. \quad (1)$$

Здесь интегрирование распространяется на всю зону He III (область формирования линии); учитывается как экранирование части атмосферы непрозрачным телом звезды (множитель $1 - W$, где W — фактор геометрической дилуции), так и самопоглощение в линии (введением под знак интеграла «фактора ускользания» $0 \leq \beta_{i4} \leq 1$). Допускается, что общее поглощение в атмосфере либо отсутствует, либо носит неселективный характер в рассматриваемом интервале длин волн (т. е. одинаково для всех линий серии).

Положив

$$n_i \equiv b_i g_i / 2 \cdot n_e n^+ h^3 (2\pi m k T_e)^{-3/2} \exp(\chi_i / k T_e), \quad (2)$$

где b_i — фактор, характеризующий уклонение заселенности верхнего уровня (с энергией связи — χ_i) от равновесной населенности при электронной температуре T_e (см. [15]), из (1) легко получаем

$$F(\chi_i) \equiv \lg(I_{i4}/g_i A_{i4} \nu_{i4}) = \text{const} + \lg(\bar{b}_i \bar{\beta}_{4i}) + \theta_e \chi_i. \quad (3)$$

Здесь \bar{b}_i , $\bar{\beta}_{4i}$ и $\theta_e = 5040/T_e$ — средние значения.

Идея используемого далее метода заключается в следующем. Соотношение (3) представляет ход интенсивностей линий 4-й серии в зависимости от соответствующих потенциалов ионизации χ_i . При термическом равновесии и отсутствии самопоглощения (т. е. при $\bar{b}_i = 1$, $\bar{\beta}_{4i} = 1$) $F(\chi_i) \equiv F_i$ есть линейная функция χ_i , причем θ_e — угловой коэффициент этой зависимости. Вообще же числа \bar{b}_i и $\bar{\beta}_{4i}$ при продвижении вдоль серии могут меняться ввиду отклонений от ЛТР и самопоглощения, так что в плоскости (χ_i, F_i) получается некоторая кривая. В силу общего свойства чисел b и β эта кривая при переходе к пределу серии «асимптотически» сближается с упомянутой «равновесной» прямой (действительно, при $\chi \rightarrow 0$ во всех случаях $b \rightarrow 1$ и $\beta \rightarrow 1$, о чем достаточно подробно говорилось в [16]; в частности, числа b_i благодаря «выравнивающему» действию слабых ударов становятся равными единице задолго до того, как достигается граница континуума; в случае иона He II в атмосферах звезд WR это происходит при $i \approx 12 \div 15$, так что для линий с $i \approx 19 \div 21$ заведомо $b_i = 1$ — см. [16]). Угловой коэффициент касательной к кривой $F(\chi_i)$,

$$dF/d\chi = \theta_e + \frac{d}{d\chi} (\lg \bar{b}_i + \lg \bar{\beta}_{4i}), \quad (4)$$

позволяет оценить величину θ_e , если в области изменения χ , соответствующей измеримым линиям, производная $\frac{d}{d\chi} \lg(\bar{b}_i \bar{\beta}_{4i})$ невелика и с уменьшением χ стремится к нулю. θ_e получается при этом как предельное значение $dF/d\chi$.

Нетрудно видеть, что при больших i

$$\frac{d}{d\chi} \lg b_i \approx -0.217/\chi_{i1} \cdot i^3 \Delta b_i / b_i, \quad (5)$$

где $\Delta b_i \equiv b_{i+1} - b_i$. Например, в случае He II при $i = 15$

$$\left[\frac{d}{d\chi} \lg b_i \right]_{15} \approx -13.4 \Delta b_{15}$$

(так как $b_{15} \approx 1$ — см. выше); эту величину можно, по-видимому, считать уже пренебрежимо малой, если $|b_{16} - b_{15}| \leq 0.001$. В общем случае (т. е. не связывая себя заранее жесткими ограничениями относительно механизма заселения уровней и условий в атмосфере звезды) взамен математически строгих доказательств здесь приходится полагаться на физическую интуицию. Она подсказывает, что для звезд WR правая часть (5) в области $i \approx 15 \div 20$ не должна заметно отличаться от нуля: здесь, по-видимому, уже достигается равенство $b = 1$, обусловленное сглаживающим влиянием далеких прохождений свободных электронов.

Ускользание линейчатых квантов из внутренних областей атмосферы, контролирующее величину самопоглощения в линиях, может быть вызвано действием дифференциального эффекта Доплера (при расширении атмосферы с большой скоростью) и перераспределением по частоте при элементарных актах рассеяния (уход в крыльях коэффициента поглощения,

особенно актуальный при больших скоростях хаотического движения в атмосфере). И в том, и в другом случае возникший линейчатый квант после сравнительно небольшого числа рассеяний свободно выходит наружу. При переходе к пределу серии самопоглощение в линиях падает очень быстро, так что уже в области сравнительно небольших чисел i осуществляется условие оптически тонкого слоя ($\beta=1$). В качестве примера рассмотрим более детально влияние эффекта Доплера при расширении атмосферы (для звезд WR этот механизм ускользания является, как можно думать, определяющим). В данном случае (см. [17, 18])

$$\beta_{4i} = 1/\Delta\tau_{4i} \cdot [1 - \exp(-\Delta\tau_{4i})], \quad (6)$$

где

$$\Delta\tau_{4i} = c^3/8\pi \cdot \bar{n}_4/g_4 \cdot g_i A_{i4} \nu_{4i}^3 |\partial V_z/\partial z|^{-1} \propto (\chi_i)^{3/2} (1 - \chi_i/\chi_4)^{-4}; \quad (7)$$

$|\partial V_z/\partial z|$ есть осредненная по телесному углу производная по направлению z проекции скорости расширения на луч z . Видно, что при $\chi_i \rightarrow 0$ $\Delta\tau_{4i} \rightarrow 0$, в силу чего β_{4i} очень быстро стремится к единице. Для сравнительно небольших величин $\Delta\tau$ (например, близ границы серии)

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\chi_i} \lg \beta_{4i} &= -0.217 (1 - \Delta\tau_{4i}/6 + \dots) \frac{d}{d\chi_i} \Delta\tau_{4i} \approx \\ &\approx \text{const} \cdot 1/i \cdot [1 + 5/3 \cdot (4/i)^2] [1 - (4/i)^2]^{-5} \end{aligned} \quad (8)$$

(сходимость при $\Delta\tau < 6$). В виде иллюстрации приводим величины β_{4i} и $-\frac{d}{d\chi_i} \lg \beta_{4i}$ для случая довольно значительного самопоглощения в первой пиккеринговской линии ($\beta_{4,5} = 0.1$)

i	5	10	15	20	25
β_{4i}	0.1	0.98	0.996	0.9985	0.9991
$-\frac{d}{d\chi_i} \lg \beta_{4i}$	—	0.038	0.014	0.008	0.006

Из всего этого обсуждения следует, что в случае звезд WR электронную температуру T_e можно попытаться оценивать по предельному значению углового коэффициента кривой (3). Такие оценки должны быть тем увереннее, чем ближе удастся подойти к границе серии при измерениях линий и чем большей окажется величина θ_e .

§ 3. ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ТЕМПЕРАТУР T_e (He III) В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД WR

Приведем левую часть уравнения (3) к виду, удобному для дальнейшего использования.

Для водородоподобных ионов

$$g_i A_{i4} \nu_{4i} = \text{const} \cdot g_{4i}/i^3; \quad (9)$$

интенсивность линии I_λ связана с ее наблюдаемой эквивалентной шириной W_λ (в ангстремах) соотношением

$$I_\lambda = K_\lambda W_\lambda, \quad (10)$$

где K_λ есть энергия истинного (т. е. исправленного за межзвездное покраснение) непрерывного спектра звезды в месте линии, отнесенная к единице

ТАБЛИЦА 1

Исходные данные для оценок T_e звезд WR по линиям серии Пиккеринга

i	$\chi_i, \text{эв}$	HD 191765, WNG			HD 192163, WNG			HD 193077, WN5 + O?			HD 192103, WC7			HD 192844, WC7 + B		
		$W_{ad}, \text{Å}$	$\lg K_\lambda$	\bar{F}_i	$W_{ad}, \text{Å}$	$\lg K_\lambda$	\bar{F}_i	$W_{ad}, \text{Å}$	$\lg K_\lambda$	\bar{F}_i	$W_{ad}, \text{Å}$	$\lg K_\lambda$	\bar{F}_i	$W_{ad}, \text{Å}$	$\lg K_\lambda$	\bar{F}_i
9	0.6717	21.0	0.000	0.2369	35.0	0.000	0.4544	9.55	0.000	0.8907	14.1	0.000	0.0728	0.000	0.6654	
11	0.4496	10.4	0.084	0.2453	46.5	0.108	0.4915	4.80	0.096	0.9393	9.08	0.103	0.2094	0.086	0.7471	
13	0.3219	5.2	0.134	0.2318	9.12	0.164	0.5029	2.65	0.148	0.9574	(5.9)	0.158	0.2797	0.136	0.7834	
15	0.2418	3.0	0.165	0.2153	(5.4)	0.196	0.5040	1.64	0.180	0.9562	(3.4)	0.190	0.2911	0.166	0.7822	
17	0.1882	2.0	0.185	0.2015	3.54	0.220	0.4946	4.05	0.198	0.9498	2.01	0.216	0.2765	0.187	0.7757	
19	0.1507	1.32	0.198	0.1955	2.40	0.236	0.4889	0.72	0.213	0.9420	1.44	0.232	0.2671	0.200	0.7633	
21	0.1234	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1.06	0.240	0.2599	—	—	

ному интервалу длин волн (K_λ берется с точностью до постоянного множителя). Поэтому взамен (3) имеем

$$F(\chi_i) \equiv 3 \lg i + \lg(K_\lambda W_\lambda / g_{i4}) = \text{const} + \lg(\bar{b}_i \bar{b}_{4i}) + \theta_e \chi_i. \quad (11)$$

Данные, необходимые для построения функций $F(\chi_i)$ по пиккеринговским линиям He II, измеренным в спектрах пяти звезд WR, приводятся в табл. 1.

Величины W_{ad} (He II) были получены нами в [14] и уже использовались при определении химического состава звезд WR [16]; скобками отмечены результаты графической интерполяции (по близлежащим линиям при невозможности разделения бленд — более подробно см. в [14, 16]).

Значения $\lg K_\lambda = -0.4 \cdot (m_\lambda - m_{4541})$ найдены из рис. 2 и 3 работы [9], в которой по материалам Куги [8] после правильного учета межзвездного покраснения были заново построены «непокрасненные континуумы» ряда звезд WR. Числа g_{i4} брались из [15]. Для каждой из звезд производилось аналитическое сглаживание величин $\lg(K_\lambda W_\lambda / g_{i4})$ методом четвертых разностей (см. [19]), что позволило свести к минимуму влияние случайного разброса в определениях: такой разброс затемняет общую картину и создает неуверенность при построении кривых $F(\chi_i)$. Функции $F(\chi_i) = \bar{F}_i$, полученные после сглаживания, даны в соответствующих графах таблицы и представлены на рис. 1. Далее они используются для получения чисел θ_e при помощи следующей единообразной процедуры.

Для каждой из звезд методом, описанным в [19] (см. стр. 327—330), осуществлялось аналитическое дифференцирование эмпирической функции $F(\chi)$ в области малых χ по четырем равноотстоящим ординатам. Последние брались непосредственно с рис. 1 с шагом $\Delta\chi = 0.05$ эв. Для того чтобы до некоторой степени застраховаться от случайных «отбросов» производной $dF/d\chi$ в месте обрыва кривой $F(\chi)$, эта производная находилась в средней точке ближайшего к оси ординат интервала $\Delta\chi$, опирающегося на такую кривую (ее крайняя точка, соответствующая наиболее слабой измеренной линии, может оказаться не особенно надежной; процедура сглаживания на конце кривой

Результаты оценок электронных температур звезд WR по линиям серии Пиккеринга

Данные	HD 191765	HD 192163	HD 193077	HD 192103	HD 192641
$\bar{\theta}_e$	0.202	0.162	0.188	0.248	0.265
T_e (He III)	25000	31100	26800	20300	19000

также приводит к менее уверенным результатам — см. [19]). Таким образом находились значения

$$\bar{\theta}_e \equiv F'(0.175) = 2[-8F(0.15) + 4F(0.20) + 6F(0.25) - 2F(0.30)] \quad (12)$$

(в случае HD 192103 бралось $\bar{\theta}_e \equiv F'(0.125)$). Результаты расчетов приводятся в табл. 2. Допуская, что полученные числа $\bar{\theta} = \theta_e(0.175)$ уже мало отличаются от истинных значений $\theta_e(0)$, мы использовали их для оценки соответствующих температур T_e , которые также приведены в этой таблице.

В соответствии с этими оценками у звезд WR в среднем

$$\theta_e(\text{He III}) = 0.213 \pm 0.019,$$

$$T_e(\text{He III}) = 23500 \pm 2200^\circ \text{K}.$$

§ 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1. Описанный в § 2 метод «предельного декремента» является весьма общим и не требует для оценки температур T_e детальных сведений о величинах b и β , т. е. задания определенного механизма заселения уровней и предварительных расчетов в рамках той или иной атмосферной модели. Однако в случае высокотемпературных объектов этот метод предъявляет большие требования к наблюдательному материалу, с чем связаны основные трудности его практического применения. Эквивалентные ширины высоких членов используемой спектральной серии сравнительно малы, и оценки здесь не всегда достаточно уверенны — в частности, ввиду некоторых неопределенностей при разделении бленд. Особенно опасны систематические ошибки (влияние случайных нейтрализуется процедурой сглаживания). Они могут возникать из-за погрешностей в обозначении уровня истинного континуума при оценках эквивалентных ширин линий, неточностей поправок за межзвездное покраснение, ошибок при переходе от эквивалентных ширин линий к их интенсивностям (соответствующие редуцион-

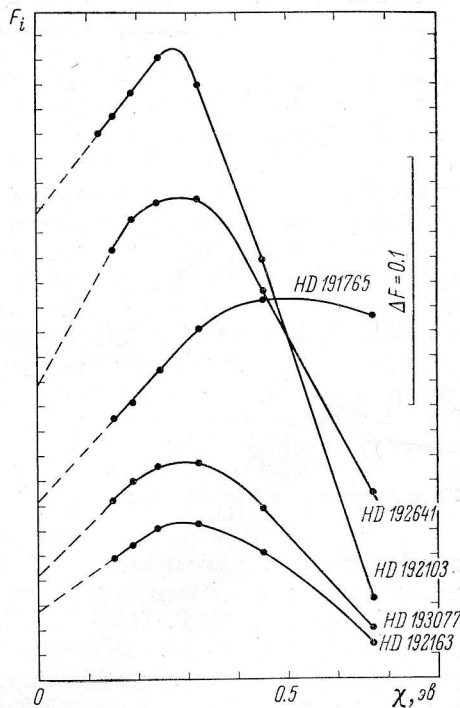


Рис. 1. К оценке электронных температур звезд Вольфа—Райе по ярким линиям серии Пиккеринга He II.

Точки — сглаженные значения функции $F(\chi)$ (см. табл. 1).

ные множители и эквивалентные ширины определяются по различным спектрограммам, причем здесь возможны отличия в обозначении непрерывного спектра) и из-за неполного учета вклада, который вносят крылья в эквивалентные ширины слабых линий. Все эти погрешности особенно опасны в области высоких температур, так как для обсуждаемого метода относительная ошибка $\Delta T_e/T_e$ пропорциональна самой величине T_e . В то время как в низкотемпературной области результаты получаются вполне надежными (см. [12]), для высокотемпературной метод «предельного декремента» следует признать малоэффективным. В сущности трудности и ситуация в целом здесь вполне подобны тем, которые существуют при определениях цветовых температур по спектрофотометрическим градиентам.

Возможны лишь косвенные оценки надежности результатов, полученных в предыдущем разделе.

2. В свете изложенного следует признать, что содержащиеся в табл. 2 величины T_e (He III) звезд WR характеризуются довольно удовлетворительной внутренней сходимостью.

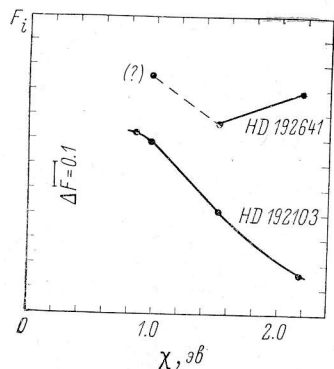


Рис. 2. Кривые $F(x_i)$ двух звезд Вольфа—Райе по ярким линиям C IV.

Точки построены по эквивалентным ширинам из [7].

В свое время сходным способом нами определялись [5] величины T_e (He III) звезд HD 192103 и HD 192163 по совершенно иному наблюдательному материалу (для измерения линий использовались регистрограммы, воспроизведенные в [11]; распределения энергии в непрерывных спектрах брались соответственно средним непокрашенным цветовым температурам в фотографической области [20]). При этом были получены температуры 25 000 и 23 000°, хорошо согласующиеся с данными табл. 2. Таким образом, как внутренняя сходимость, так и воспроизводимость результатов кажутся удовлетворительными.

3. Была сделана попытка применить метод предельного декремента для оценки температур T_e (C IV) звезд HD 192103 и HD 192641 по материалу, опубликованному Башпу и Ганеш [7]. Используются их данные о водородоподобных переходах 10—7, 12—7, 15—7 и 16—7 иона C IV (линии $\lambda\lambda$ 5470, 4229, 3567 и 3450 Å соответственно). Эквивалентные ширины редуцированы в интенсивности с помощью результатов [9] (авторами [7] допущена ошибка: при переходе к интенсивностям использованы данные [8] о потоках в континууме, нормированных к единичным интервалам частот, а не длин волн, как это требуется при измерении ширины в эквивалентных ангстремах). Как видно из рис. 2, результаты в целом получились отрицательными: в случае звезды HD 192103 измерениями, по-видимому, не были охвачены достаточно высокие члены серии, у которых самопоглощение уже сходит на нет (возможна также некоторая переоценка эквивалентных ширины линий $\lambda\lambda$ 3567 и 3450 Å), а в случае HD 192641 эквивалентная ширина наиболее слабой измеренной линии (λ 3567 Å) была, как кажется, сильно завышена. По отношению λ 4229/ λ 5470 для HD 192641 получается T_e (C IV) \approx 19 000°; хорошее согласие этой оценки с данными табл. 2 является, возможно, случайным.

4. Ранее нами были произведены оценки средних электронных температур T_e в оболочках ряда звезд WR по зависимостям между этими температурами и цветовыми температурами «ядер» T_* ; такие зависимости получаются непосредственно из наблюдаемых распределений энергии в не-

покрасненных континуумах звезд (см. [9]). Оказалось, что в среднем по пяти звездам

$$\bar{\theta}_e(T_*) = 0.152 \pm 0.014, \quad \bar{T}_e(T_*) = 33000 \pm 3000^\circ \text{K}.$$

Последнее значение примерно на 40% выше того, которое получено методом предельного декремента по линиям He II (см. § 3). При таком сопоставлении следует учитывать, что

а) температура \bar{T}_e характеризует атмосферу звезды в среднем, а температура T_e (He III) — только зону He III этой атмосферы;

б) температура \bar{T}_e соответствует занстровской температуре T_* , найденной по линиям He II, а не цветовой температуре «ядра» в фотографической области спектра, которая должна быть использована при оценке T_e . Вполне возможно, что распределение энергии в непрерывном спектре «ядра» заметно уклоняется от планковского, причем $T_*(pg) < T_*$ (см. расчеты Буславского для протяженной водородной фотосферы [21]); в этом случае найденные величины \bar{T}_e являются лишь верхними пределами для истинных значений этого параметра;

в) как было показано в [9], в том же направлении может действовать и неучтенное при оценках \bar{T}_e непрерывное тормозное поглощение в атмосфере: если оно начинает сказываться в фотографической области спектра, то получающиеся температуры \bar{T}_e будут завышенными;

г) с другой стороны, как видно из рис. 1, наблюдения не позволяют продолжить кривые $F(\chi)$ вплоть до границы континуума, и при определениях θ_e приходится опираться на декременты, довольно далекие от предельных. Поэтому в большинстве случаев существует опасность недооценить величины θ_e , т. е. преувеличить T_e (He III). Однако гораздо большую опасность, как кажется, представляет неполный учет вклада крыльев слабых эмиссионных линий при оценках их эквивалентных ширин; декременты близ предела серии получаются более крутыми, что ведет к преуменьшению T_e (He III).

Таким образом, величины T_e (He III), по-видимому, близки к нижнему, а $\bar{T}_e(T_*)$ — к верхнему пределу истинных электронных температур звезд WR.

Косвенным подтверждением того, что электронные температуры у звезд WR сравнительно невысоки, можно считать отсутствие запрещенных линий в спектрах этих объектов: согласно Канно, Кавабата и Когуре [22], заметная интенсивность линий [O III] и [N V] возможна здесь лишь при $T_e \geq 40\,000^\circ$. Эти результаты, правда, нуждаются в уточнении в свете новых данных о химическом составе и вероятном распределении плотности вещества в атмосферах звезд WR.

Соблюдая должную осторожность, мы можем считать, что электронные температуры звезд WR заключены в пределах от ~ 20 до ~ 40 тыс. град. Здесь необходимы дальнейшие уточняющие оценки при помощи новых методов, менее чувствительных к погрешностям наблюдательного материала. Что касается метода предельного декремента, то из всех методов, основанных на сравнении интенсивностей ярких линий, он один, по-видимому, не приводит к результатам, которые при ближайшем рассмотрении оказываются абсурдными, и дает при этом правильные порядки температур.

5. Вывод о том, что электронные температуры звезд WR относительно низки, весьма существенен для понимания природы этих объектов. Так, взамен флуоресцентно-рекомбинационного механизма Занстра—Мензела Томас [23] предложил для звезд WR «сверхтермический» ударный механизм заселения атомных уровней, требующий очень высоких (порядка $10^5 \div 5 \times 10^5$ °K) электронных температур оболочек T_e и относительно

низких радиационных температур ядер T_* ; согласно Томасу, при этом отпадает необходимость в особом механизме поддержания протяженной атмосферы звезды.

Как было показано в [9], из наблюдаемых распределений энергии в спектрах звезд WR следует, что здесь $T_e < T_*$. Это, а также полученные выше относительно низкие значения T_e (He III), противоречит предложенной гипотезе: значительное ударное возбуждение ионов He II здесь явно невозможно. Роль такого механизма может оказаться существенной для водорода, однако содержание последнего в атмосферах звезд WR невелико [16].

В указанных альтернативных случаях числа b_i ведут себя по-разному: при радиативном заселении уровней они с ростом i приближаются к единице снизу, а при ударном — сверху. В связи с этим следует обратить внимание на характерную форму кривых $F(\chi_i)$ у звезд WR (см. рис. 1): они обращены выпуклостью вверх, что естественно объясняется совместным действием самопоглощения и отклонений от ЛТР, сопутствующих флуоресценции.

В свое время Баппу [6] пытался воспользоваться таким различием в поведении чисел b_i для грубой оценки физических условий в атмосферах звезд WR. По линиям He II им было найдено, что у звезд HD 192103 и HD 184738 отношения b_9/b_{11} равны соответственно 1.07 и 1.03; в связи с этим Баппу заключил, что при образовании ярких линий He II в рассматриваемых атмосферах важную роль играют соударения.

Помимо уже упоминавшейся ошибки в основном соотношении (см. § 1), следует иметь в виду, что в [6] при расчетах были использованы не интенсивности, а эквивалентные ширины линий; совершенно не учитывалось также влияние межзвездного покраснения. В связи с этим мы приводим ниже (см. табл. 3) величины $\lg(\bar{b}_i \bar{\beta}_{4i})$, которые легко оценить при помощи уравнения (11) по данным табл. 1 и 2

$$\lg(\bar{b}_i \bar{\beta}_{4i}) = (\bar{F}_i - \theta_e \chi_i) + \lim_{\chi_k \rightarrow 0} (\theta_e \chi_k - \bar{F}_k). \quad (13)$$

ТАБЛИЦА 3

Величины $\lg(\bar{b}_i \bar{\beta}_{4i})$ для звезд WR

i	HD 191765	HD 192163	HD 193077	HD 192103	HD 192641
9	-0.066	-0.119	-0.151	-0.323	-0.239
11	-0.014	-0.046	-0.061	-0.131	-0.098
13	0.000	-0.014	-0.019	-0.029	-0.028

Как видно из этой таблицы, результаты, полученные Баппу, после учета всех необходимых поправок меняются на противоположные.

Литература

1. L. H. Aller, *Astrophys. J.*, **97**, 135, 1943.
2. F. Neubaueer, L. Aller, *Astrophys. J.*, **107**, 281, 1948.
3. L. Aller, D. Faulkner, *Astrophys. J.*, **140**, 167, 1964.
4. J. Weenen, *Bull. astr. Inst. Netherl.*, **11**, 411, 1950.
5. С. В. Рублев, *Астр. ж.*, **41**, 63, 1964.
6. M. K. V. Varpu, *Étoiles à raies d'émission*, Coll. Int. d'Astrophys. (Liège), p. 40, 1958.
7. M. K. V. Varpu, K. S. Ganesh, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **140**, 71, 1968.
8. L. V. Kuhl, *Astrophys. J.*, **143**, 753, 1966.
9. С. В. Рублев, настоящий том, стр. 18.

10. D. Van Blerkom, J. Castor, Mon. Not. R. astr. Soc., 143, 461, 1969.
11. A. B. Underhill, Publ. Dom. astrophys. Obs., Victoria, II, 209, 1959.
12. С. В. Рублев, Переменные звезды, 15, 253, 1964.
13. С. В. Рублев, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1, 5, 1970.
14. С. В. Рублев, Сообщ. САО, № 4, 1971.
15. Д. Мензел и др. Физические процессы в газовых туманностях. ИЛ, М., 1948.
16. С. В. Рублев, настоящий том, стр. 3.
17. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
18. Теоретическая астрофизика. Под ред. В. А. Амбарцумяна, Гостехиздат, М., 1952.
19. К. Ланцош. Практические методы прикладного анализа. Физматгиз, М., 1961.
20. С. В. Рублев, Астр. ж., 40, 100, 1963.
21. В. Г. Буславский, Тр. астр. общ. ЛГУ, 19, 67, 1962.
22. M. Kanno, S. Kawabata, T. Kogure, Publ. astr. Soc. Japan, 10, 129, 1958.

Январь 1971 г.

ПРИМЕЧАНИЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

1. После сдачи статьи в печать вышла работа Нугиса и Лууда (Публ. Тартуской астрофиз. общ., 39, 116, 1971), где, в частности, оцениваются T_e трех звезд WR при помощи уравнения типа (11), использованного применительно ко всем тем линиям He II, для которых, по допущению, $\overline{b_i \beta_{ki}} = 1$. Отвергая приемлемость метода «предельного декремента», авторы явно переоценивают надежность своей методики: точность здесь в принципе должна быть примерно такой же. Действительно, при $\overline{b_i \beta_{ki}} = 1$ из (11) для любой пары линий получается $|\delta T_e / T_e| \simeq \frac{1}{\theta_e \cdot \Delta \chi} \cdot |\delta W_\lambda / W_\lambda|$, так что большая погрешность связана с малостью значений θ_e (в области больших T_e) и $\Delta \chi = |\chi_k - \chi_i|$ (в области, где $b_i \beta_{ki} = 1$). Заметим, что при учете межзвездного покраснения Нугис и Лууд опирались на ошибочные результаты Куги (1966 г.); при этом для оценок T_e использовались линии блендированной серии {He II+III} $\lambda\lambda$ 4861 и 10940, так что найденные температуры (вторая строка таблицы) заведомо нуждаются в корректировке:

HD	191765	192103	192163
T_e	35000	25000	55000
ΔT_e	10000	4700	23900
ΔE_{B-V}	0.27	0.08	0.32

В третьей и четвертой строках приводятся невязки величин T_e (Нугис, Лууд) и E_{B-V} (Куги) относительно наших результатов; намечающаяся корреляция является, возможно, не случайной.

2. В недавней статье Кастора и Нуссбаумера (Mon. Not. R. astr. Soc., 155, № 3, 1972) путем аппроксимации интенсивностей ряда ярких УФ-линий C III при помощи серии грубых моделей оценены некоторые параметры атмосферы WC8 — компонента в системе γ^2 Парусов. Наиболее интересным (по мнению авторов — неожиданным) результатом явилась относительно низкая, порядка 20 000—25 000° K, электронная температура. Ее величина хорошо согласуется с данными нашего исследования.