

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

АВГУСТ, 1975

ВЫПУСК 3

### О НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ

В. П. РЫЛКОВ

Поступила 26 ноября 1974

Теоретические потоки, полученные в предположении, что излучение в непрерывном спектре звезд WR есть сумма планковского излучения звезд и рекомбинационного излучения оболочки, сравнивались с наблюдаемыми потоками энергии для 20 звезд WR. При условии, что основным элементом в оболочках звезд WR является гелий, получены оценки электронных температур в оболочках и отношений светимости оболочки к светимости звезды. Это позволило оценить для каждой звезды WR электронную плотность на границе фотосферы и потерю массы звездой в год.

Целью настоящей работы является исследование непрерывного спектра звезд с протяженными оболочками типа Вольфа-Райе на основе теории свечения звезд с оболочками, разработанной В. В. Соболевым [1]. Предполагая, что главным химическим элементом в звездах WR является гелий, будем вычислять потоки энергии, выходящие из фотосфер этих звезд, чтобы, сравнив их с наблюдаемыми потоками, получить ряд характеристик излучения и состояния вещества в оболочках. В качестве основного наблюдательного материала возьмем полученные и исправленные за межзвездное поглощение потоки энергии в непрерывном спектре 20 звезд типа Вольфа-Райе из работы Кухи [2].

*Основные формулы.* Принято считать, что в результате непрерывного истечения вещества вокруг звезд WR образуются протяженные оболочки. Происходящая в них переработка высокочастотного излучения звезды и кванты меньших частот приводит к излучению энергии как в широких эмиссионных линиях, так и в непрерывном спектре. При этом энергия, излучаемая оболочкой в видимой части спектра, сравнима с энергией, излучаемой звездой в той же части спектра. Поскольку оболочка является прозрачной в частотах непрерывного спектра, то суммарное излучение от звезды с оболочкой  $L(\nu)$  в частоте  $\nu$  наблю-

даемой области спектра складывается из энергии  $L^*(\nu)$ , излучаемой самой звездой, и энергии  $L^{ob}(\nu)$  излучаемой оболочкой:

$$L(\nu) = L^*(\nu) + L^{ob}(\nu) \quad (1)$$

Предполагая, что звезда излучает как абсолютно черное тело с температурой  $T_0$ , светимость ее в любой частоте  $\nu$  можно вычислять по формуле:

$$L^*(\nu) = 4\pi^2 r_0^2 \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_0} - 1}, \quad (2)$$

где  $r_0$  — радиус фотосферы звезды, а остальные символы имеют обычное значение.

Спечение оболочки в непрерывном спектре происходит путем рекомбинаций и свободно-свободных переходов электронов в полях ионов. Чтобы найти светимость оболочки в частоте  $\nu$ , необходимо знать значение средней электронной температуры  $T_e$  в ней, закон изменения плотности вещества вдоль радиуса и объем светящейся части оболочки. Будем считать, что вследствие высокой температуры звезды, гелий в оболочках звезд типа Вольфа-Райе находится преимущественно в дважды ионизованном состоянии и зона его свечения простирается от границы фотосферы  $r_0$  до бесконечности. Принимая, что плотность вещества меняется обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды, имеем:

$$n_e = 2n^{++} = n_e^0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (3)$$

где  $n_e$ ,  $n^{++}$  и  $n_e^0$  — соответственно число свободных электронов, число дважды ионизованных атомов гелия и число электронов на границе фотосферы (при  $r = r_0$ ) в единице объема.

Энергия  $L^{ob}(\nu)$ , рассчитанная на единичный интервал частот, определяется по формуле (см., например, [3], стр. 236):

$$L^{ob}(\nu) = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} \epsilon(\nu) [1 - W] r^2 dr. \quad (4)$$

Здесь  $W$  — коэффициент дилуции излучения; множитель  $[1 - W]$  учитывает экранирование звездой части излучения оболочки, при вычислениях берется его среднее значение, равное  $2/3$ ;  $\epsilon(\nu)$  — энергия, излучаемая единицей объема в частоте  $\nu$  при рекомбинациях и свободно-свободных переходах электронов в полях дважды ионизованных атомов гелия, определяемая по формуле:

$$\epsilon(\nu) = \frac{2^{2s-3}}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^s}{m^2 c^2} \left(\frac{m}{k T_e}\right)^{1/2} \left(g_s + \frac{2\gamma_i}{k T_{e,i-j}} \frac{g_i}{i^2} e^{-\frac{\gamma_i}{k T_e}}\right) e^{-\frac{h\nu}{k T_e}} n_e n^+ \quad (5)$$

где  $q_i$  и  $q_{e,i}$  — поправочные множители Гаунта, принимаемые обычно при расчетах равными единице,  $\gamma_i$  — энергия ионизации из  $i$ -го состояния He II.

После подстановки (5) в (4), интегрирования по всем телесным углам и по всему объему оболочки, используя при этом соотношение (3), получим формулу для вычисления светимости оболочки  $L^{*6}(\nu)$  и любой частоте  $\nu$ :

$$L^{*6}(\nu) = K n_e^{02} r_0^3 T_e^{-1/2} \left(1 + \frac{2\gamma_i}{k T_{e,i-j}} \sum \frac{1}{i^2} e^{-\frac{\gamma_i}{k T_e}}\right) e^{-\frac{h\nu}{k T_e}} \quad (6)$$

где

$$K = \frac{2^{11-4}}{3(6\pi)^{3/2}} \frac{e^s}{m^2 c^2} \left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} = 1.145 \cdot 10^{-36} \quad (7)$$

Наблюдаемые потоки излучения  $F(\nu)$  связаны со светимостями  $L(\nu)$  соотношением:

$$F(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi R^2} \quad (8)$$

где  $R$  — расстояние от звезды до наблюдателя. Поскольку расстояния до звезд типа Вольфа-Райе весьма неопределенны, будем рассматривать относительные величины потоков энергии, приняв за опорный поток излучение в частоте  $\nu_0$ , соответствующей длине волны  $\lambda$  5000:

$$\frac{F(\nu)}{F(\nu_0)} = \frac{L(\nu)}{L(\nu_0)} \quad (9)$$

Для удобства сравнения теоретически рассчитываемых и наблюдаемых энергетических потоков звезд WR, значения которых взяты из таблиц 4 и 5 работы Кухи [2], вычисляем величину

$$f(\nu) = -2.5 \lg F(\nu) \quad (10)$$

Принимая  $f(\nu_0) = 1$ , для теоретического потока энергии от звезды WR получим:

$$f(\nu) = 1 - 2.5 \lg \frac{L^*(\nu) + L^{*6}(\nu)}{L^*(\nu_0) + L^{*6}(\nu_0)} \quad (11)$$

Преобразуя правую часть, введем новый параметр  $A_*$ , означающий отношение светимости оболочки к светимости звезды в частоте  $\nu$

$$A_* = \frac{L^{*0}(\nu_0)}{L^*(\nu)} \quad (12)$$

и, учитывая выражение для светимости звезды в частоте  $\nu$ , получим

$$f(\nu) = 1 - 2.5 \lg \frac{\nu^2 (e^{h\nu_0/2T_*} - 1)}{\nu_0^2 (e^{h\nu/kT_*} - 1)} - 2.5 \lg \frac{1 + A_*}{1 + A_{*0}} \quad (13)$$

Параметр  $A_*$  вычисляется по формуле

$$A_* = a \frac{n_*^0 r_0}{\nu^3} T_*^{-1/2} (e^{h\nu_0/2T_*} - 1) \left( 1 + \frac{2/\nu_1}{kT_*} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^2} e^{\frac{\nu_i}{kT_*}} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_*}}, \quad (14)$$

где

$$a = \frac{2^8 \pi^2}{3(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c h} \left( \frac{m}{k} \right)^{1/2} = 1.968 \cdot 10^7, \quad (15)$$

Чтобы упростить вычисления и уменьшить число параметров,  $A_*$  вычисляется в зависимости от параметра  $A_0$ , означающего отношение оболочки к светимости звезды в частоте  $\nu_1$  по формуле

$$A_* = A_0 \cdot R(\nu, T_*, T_e), \quad (16)$$

где

$$R(\nu, T_*, T_e) = \frac{\nu_1^3 (e^{h\nu_1/kT_*} - 1) \left( 1 + \frac{2/\nu_1}{kT_e} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^2} e^{\frac{\nu_i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}}{\nu^3 (e^{h\nu/kT_*} - 1) \left( 1 + \frac{2/\nu_1}{kT_e} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^2} e^{\frac{\nu_i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{h\nu_1}{kT_e}}} \quad (17)$$

При наложении спектра оболочки на спектр горячей звезды WR доля светимости оболочки в общей светимости звезды с оболочкой в видимой части спектра увеличивается с длиной волны, т. е. функция  $R(\nu, T_*, T_e)$  растет с уменьшением частоты  $\nu$ .

*Интерпретация наблюдательных данных.* Вычисления теоретических энергетических потоков для некоторых частот непрерывного спектра проводились по формуле (13), с использованием (16) и (17), в зависимости от трех параметров: температуры звезды  $T_*$ , средней электронной температуры  $T_e$  в оболочке и отношения  $A_0$  светимости оболочки к светимости звезды в частоте  $\nu_1$ . Результаты вычислений

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ ЗВЕЗД  
WR, НОРМАЛИЗОВАННЫЕ К ЕДИНИЦЕ В  $\lambda$  5000

$T_e$ $\cdot 10^{-3}$ К	$T_e$ $\cdot 10^{-3}$ К	$A_v$	$f(\lambda_1)$ $\lambda$ 3500	$f(\lambda_2)$ 4000	$f(\lambda_3)$ 5700	$f(\lambda_4)$ 6750	$f(\lambda_5)$ 7500	$f(\lambda_6)$ 9500
1	2	3	4	5	6	7	8	9
	HD 192163		0.43	0.65	1.21	1.45	1.60	1.95
60	40	0.14	0.42	0.67	1.21	1.47	1.60	1.93
80	50	0.14	0.40	0.66	1.21	1.47	1.61	1.93
100	60	0.14	0.39	0.65	1.21	1.48	1.61	1.93
	HD 191765		0.40	0.64	1.19	1.42	1.55	1.83
60	20	0.26	0.42	0.74	1.19	1.45	1.53	1.83
80	20	0.28	0.40	0.74	1.20	1.45	1.53	1.82
100	30	0.24	0.40	0.71	1.20	1.44	1.54	1.62
	HD 187282		0.30	0.58	1.21	1.48	1.66	2.05
70	20	0.10	0.36	0.65	1.23	1.52	1.67	2.06
90	30	0.10	0.35	0.63	1.23	1.52	1.67	2.04
110	30	0.10	0.34	0.62	1.23	1.53	1.68	2.05
	HD 50896		0.50	0.70	1.14	1.31	1.43	1.64
60	30	0.44	0.49	0.80	1.16	1.36	1.42	1.64
80	50	0.40	0.50	0.76	1.16	1.35	1.42	1.63
100	70	0.38	0.49	0.74	1.16	1.35	1.43	1.62
	HD 9974		0.48	0.70	1.17	1.40	1.53	1.62
60	30	0.24	0.44	0.73	1.19	1.43	1.53	1.81
80	50	0.22	0.43	0.70	1.19	1.43	1.54	1.81
100	60	0.22	0.43	0.69	1.19	1.43	1.54	1.80
	HD 190418		0.53	0.69	1.19	1.46	1.62	1.99
60	40	0.12	0.41	0.66	1.21	1.48	1.62	1.96
80	50	0.12	0.39	0.64	1.22	1.49	1.63	1.97
100	60	0.12	0.38	0.63	1.22	1.49	1.64	1.97
	HD 193576		0.53	0.68	1.21	1.49	1.66	2.01
50	30	0.10	0.42	0.67	1.21	1.49	1.64	2.00
70	40	0.12	0.39	0.65	1.22	1.49	1.63	1.97
90	60	0.10	0.37	0.63	1.22	1.50	1.66	2.01

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7 <sup>М</sup>	8	9
	HD 193928		0.54	0.71	1.18	1.40	1.53	1.90
50	30	0.18	0.44	0.71	1.20	1.45	1.57	1.88
70	40	0.18	0.42	0.68	1.20	1.45	1.57	1.87
90	50	0.16	0.40	0.66	1.21	1.46	1.59	1.90
	HD 211853		0.54	0.71	1.19	1.42	1.58	1.98
50	30	0.12	0.42	0.68	1.21	1.48	1.62	1.97
70	50	0.12	0.40	0.65	1.21	1.48	1.63	1.96
90	70	0.12	0.39	0.64	1.22	1.49	1.63	1.96
	HD 214419		0.42	0.62	1.20	1.46	1.62	2.02
60	30	0.12	0.40	0.66	1.22	1.49	1.63	1.98
80	50	0.10	0.38	0.63	1.22	1.50	1.66	2.01
100	70	0.10	0.37	0.62	1.22	1.50	1.66	2.01
	HD 219460		0.62	0.75	1.22	1.48	1.62	1.99
40	20	0.10	0.44	0.69	1.21	1.49	1.63	2.00
60	40	0.12	0.41	0.66	1.21	1.48	1.62	1.96
80	40	0.12	0.38	0.65	1.22	1.49	1.64	1.98
	HD 193077		0.53	0.69	1.20	1.48	1.65	2.05
50	20	0.10	0.40	0.67	1.22	1.50	1.65	2.03
70	40	0.10	0.38	0.64	1.22	1.50	1.66	2.01
90	60	0.10	0.37	0.63	1.22	1.50	1.66	2.01
	HD 185943		0.54	0.71	1.19	1.44	1.58	1.86
60	40	0.20	0.44	0.70	1.19	1.44	1.55	1.84
80	50	0.18	0.42	0.68	1.20	1.45	1.57	1.86
100	60	0.18	0.41	0.67	1.20	1.45	1.57	1.86
	HD 17638		0.42	0.67	1.20	1.42	1.55	1.89
50	30	0.18	0.44	0.71	1.20	1.45	1.57	1.88
70	40	0.18	0.42	0.69	1.20	1.45	1.57	1.87
90	50	0.18	0.41	0.67	1.20	1.45	1.57	1.87
	HD 16523		0.38	0.65	1.19	1.43	1.60	1.93
50	20	0.16	0.42	0.70	1.21	1.48	1.60	1.94
70	30	0.16	0.40	0.68	1.21	1.47	1.60	1.92
90	40	0.16	0.39	0.66	1.21	1.47	1.60	1.91

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	HD 165763		0.51	0.70	1.16	1.36	1.46	1.73
60	40	0.30	0.48	0.74	1.18	1.39	1.48	1.73
80	50	0.28	0.46	0.72	1.18	1.40	1.49	1.73
100	60	0.28	0.45	0.71	1.18	1.39	1.49	1.73
	HD 192103		0.48	0.69	1.17	1.40	1.54	1.85
50	30	0.20	0.45	0.72	1.19	1.44	1.55	1.85
70	40	0.20	0.43	0.69	1.20	1.44	1.56	1.84
90	60	0.18	0.41	0.67	1.20	1.45	1.57	1.86
	HD 168206		0.40	0.66	1.17	1.40	1.52	1.80
60	20	0.30	0.43	0.76	1.19	1.43	1.51	1.79
80	30	0.26	0.42	0.72	1.19	1.43	1.52	1.80
100	40	0.24	0.42	0.70	1.19	1.43	1.53	1.80
	HD 192641		0.49	0.68	1.15	1.36	1.50	1.81
50	30	0.24	0.46	0.74	1.19	1.42	1.52	1.81
70	50	0.22	0.44	0.70	1.19	1.42	1.53	1.80
90	70	0.22	0.44	0.69	1.19	1.42	1.53	1.79
	HD 193793		0.55	0.72	1.14	1.36	1.46	1.77
60	40	0.26	0.46	0.73	1.18	1.41	1.50	1.77
80	60	0.26	0.46	0.71	1.18	1.40	1.50	1.75
100	70	0.24	0.44	0.69	1.19	1.41	1.52	1.77

для 6 частот  $\nu$ , соответствующих длинам волн  $\lambda$  3500, 4000, 5700, 6750, 7500 и 9500, отобранные по принципу наилучшего согласия теоретических и наблюдаемых потоков, для всех 20 звезд WR приведены в таблице 1. Наблюдаемые потоки представлены в этой же таблице для каждой звезды в строке, где указан ее номер. Среди исследуемых звезд 13 принадлежат к азотной последовательности (WN) и 7 звезд к углеродной (WC). В каждой группе из WN и WC звезд по четыре звезды одиночные, остальные спектрально-двойные.

Результаты вычислений показывают, что девять звезд WR: HD 192163 (WN6), HD 191765 (WN5), HD 50896 (WN5), HD 9974 (WN5 + O6), HD 214419 (WN6 + O7), HD 17638 (WC6), HD 16523 (WC6), HD 165763 (WC6) и HD 192103 (WC7) дают хорошее согласие теоретического и наблюдаемого потока излучения, причем звезды WC в целом дают лучшее согласие потоков, чем звезда WN. Небольшие расхождения обнаруживаются вблизи УФ-участка спектра (макси-

мальные для звезды HD 219460 (WN5 + B0)), которые с увеличением длины волны уменьшаются, а в видимой и вблизи ИК-области спектра становятся незначительными по сравнению с погрешностью наблюдений.

Одной из причин расхождения потоков в УФ-части спектра является, возможно, ошибочное проведение уровня непрерывного спектра в этой области в наблюдаемом излучении звезды. Это вызывается трудностью учета межзвездного селективного поглощения при переходе от видимых градиентов к истинным и присутствием в УФ большого количества слабых эмиссионных линий. По оценке Кухи ошибка в проведении континуума в УФ-части спектра может достигать  $0^m 10$ . В красной и вблизи ИК-области нет никакого сомнения в том, что континуум определяется верно, особенно для WN звезд, которые в этих областях спектра имеют мало линий.

Кроме того, причиной расхождений между наблюдаемыми и теоретическими потоками может быть двойственность большинства звезд WR. Из десяти звезд WR, дающих хорошее согласие потоков, семь звезд — одиночные звезды типа WN или WC.

Из анализа табл. 1 ясно, что определить температуру звезды  $T_0$  и среднюю электронную температуру  $T_e$  путем сравнения теоретических и наблюдаемых энергетических потоков невозможно, вследствие большого диапазона изменения этих параметров, дающих хорошее согласие потоков. Для всех 20 звезд WR были приняты значения параметров  $T_0$ ,  $T_e$  и  $A_1$ , исходя из соображения удовлетворительного согласия теоретических и наблюдаемых потоков и из оценок температур звезд WR, сделанных Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [4] и Билсом [5]. Эти значения  $T_0$ ,  $T_e$  и  $A_1$  помещены в 3, 4, 5 столбцах табл. 2.

Довольно уверенно из сопоставления потоков энергии определяется параметр  $A_1$  — отношение светимости оболочки к светимости звезды в частоте  $\nu_1$ . Разброс значений  $A_1$  при изменении параметров  $T_0$  и  $T_e$  невелик, что позволяет в дальнейшем уверенно оценить параметр  $n_0^0$  или  $r_0$ . Доля оболочки в суммарной светимости звезды с оболочкой не превышает для всех звезд WR величины 0.30 в частоте  $\nu_1$ , соответствующей  $\lambda 3500$ . Эта доля увеличивается в видимой области спектра с уменьшением частоты, что соответствует теории свечения звезд с оболочками [1]. Для звезд типа WN вклад оболочки в общую светимость оценивается величиной от 0.09 до 0.17, исключения составляют HD 191765 (WN5) и HD 50896 (WN5), у которых доля оболочки в суммарном излучении равна соответственно 0.22 и 0.29 (все оценки приводятся для  $\lambda 3500$ ). Для звезд WC оболочка вносит более существенный вклад в общую светимость звезды с оболочкой, ее доля составляет величину от 0.17 до 0.23 в  $\lambda 3500$ .

Таблица 2

ВЕЛИЧИНЫ СКАЧКОВ ИНТЕНСИВНОСТИ  $\Delta_i = \lg [F(\nu_i + \varepsilon)/F(\nu_i - \varepsilon)]$   
У ПРЕДЕЛОВ 4, 5, 6, 7 СЕРИЙ He II

HD №	Sp	$T_e \cdot 10^{-3}$	$T_e \cdot 10^{-3}$	$A_{\nu_i}$	$\Delta_i$ $\lambda$ 3645	$\Delta_i$ $\lambda$ 5695	$\Delta_i$ $\lambda$ 8202	$\Delta_i$ $\lambda$ 11165
192163	WN6	80	50	0.14	0.019	0.019	0.018	0.016
191765	WN5	80	20	0.28	0.070	0.067	0.059	0.049
187282	WN5	90	30	0.10	0.021	0.022	0.022	0.021
50846	WN5	80	50	0.40	0.045	0.039	0.031	0.024
9974	WN5 + O6	80	50	0.22	0.028	0.027	0.023	0.019
190918	WN5 + O9	80	50	0.12	0.017	0.017	0.016	0.015
193576	WN6 + O6	70	40	0.12	0.020	0.020	0.019	0.018
143928	WN5 + *	70	40	0.18	0.029	0.028	0.025	0.022
211853	WN6 + B0	70	50	0.12	0.017	0.017	0.016	0.014
214119	WN6 + O7	80	50	0.10	0.014	0.015	0.014	0.013
219460	WN5 + B0	60	40	0.12	0.020	0.020	0.019	0.017
193077	WN5 + O6	70	40	0.10	0.017	0.017	0.017	0.016
186943	WN5 + *	80	50	0.18	0.024	0.023	0.021	0.018
17638	WC6	70	40	0.18	0.029	0.028	0.025	0.022
16523	WC6	70	30	0.16	0.032	0.032	0.030	0.026
165763	WC6	80	50	0.28	0.034	0.031	0.027	0.021
192103	WC7	70	40	0.20	0.031	0.030	0.027	0.023
168206	WC7 + B0	80	40	0.26	0.049	0.046	0.040	0.033
192641	WC6 + B0	70	50	0.22	0.028	0.026	0.023	0.019
193793	WC6 + O6	70	60	0.26	0.027	0.025	0.022	0.017

*Скачки интенсивности.* В видимой области непрерывного спектра у обычных звезд наблюдается скачок интенсивности у предела бальмеровской серии. В спектрах звезд WR наблюдатели не отмечают бальмеровского скачка. Для исследования этого вопроса в гелиевой модели звезды WR будем вычислять для принятых параметров  $T_e$ ,  $T_e$ ,  $A_{\nu_i}$  теоретические величины скачков интенсивности по формуле:

$$\Delta_i = \lg \frac{F(\nu_i + \varepsilon)}{F(\nu_i - \varepsilon)}, \quad (18)$$

где  $\nu_i$  — частота, соответствующая пределу серии He II. В диапазоне от  $\lambda$  3300 до  $\lambda$  11500 имеем четыре предела:  $\lambda$  3645 для 4-й серии,  $\lambda$  5695 для 5-й серии,  $\lambda$  8202 для 6-й серии и  $\lambda$  11165 для 7-й серии. Величины скачков интенсивности для всех исследуемых звезд WR помещены в табл. 2. Из рассмотрения табл. 2 следует, что скачки

интенсивности в области непрерывного спектра звезд WR должны быть малы, гораздо меньше бальмеровского скачка звезд типа В, поэтому их трудно обнаружить в спектрах. Наибольшие скачки интенсивности должны быть у предела 4-й серии в  $\lambda 3645$  у всех звезд WR, причем в целом у звезд типа WC они вдвое больше, чем у звезд типа WN. Исключение составляет звезда HD 191765 (WN5), для которой получаются величины  $\Delta$ , наибольшими, изменяющимися от 0.07 в  $\lambda 3645$  до 0.05 в  $\lambda 11165$ , что близко к величине наблюдаемого бальмеровского скачка у звезд типа B2. Однако обнаружить эти скачки на спектрограммах не удастся, так как вблизи пределов серий He II в наблюдаемой части спектра расположено большое количество эмиссионных линий [6]: например, в области  $\lambda 5695$  наблюдаются линии C III  $\lambda 5696$ , C IV  $\lambda 5807$  и др.

Погрешность наблюдений вблизи УФ-участка почти вдвое превышает теоретические величины  $\Delta_1$ , поэтому что-либо о существовании или отсутствии скачков интенсивности наблюдаемого излучения звезд WR в  $\lambda 3645$  и  $\lambda 5695$  сказать нельзя. В  $\lambda 8202$  и  $\lambda 11165$  требуется более детальное исследование спектрограмм звезд WR, так как приводимые Кухи энергетические потоки имеют в этих областях малые значения. Для звезд типа WC даже по данным Кухи [2] вполне удовлетворительно можно получить в  $\lambda 5695$  величины наблюдаемых скачков интенсивности порядка 0.01–0.04, такие же примерно значения скачков  $\Delta_2$  получены и для теоретических потоков.

*Параметры оболочек.* Определив величину  $A_{\lambda}$  и значения  $T_e$  и  $T_s$ , для каждой звезды можно оценить по формуле (14) такую важную характеристику оболочки, как произведение  $n_e^0 r_0$ . Для получения величины  $n_e^0$  — числа электронов на границе фотосферы (при  $r = r_0$ ) в единице объема, необходимо знать значения радиусов звезд  $r_0$ . Для 13 звезд значения  $n_e^0$  найдены с использованием радиусов звезд WR, определенных С. В. Рублевым [7], для остальных звезд произведена оценка  $n_e^0$  со средним значением  $r_0 = 5R_{\odot}$  (оценочные величины помечены звездочками у  $r_0$ ); результаты вычислений собраны в табл. 3.

Значения электронной плотности  $n_e^0$  получились в пределах от  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  до  $9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что вполне согласуется с результатами других оценок  $n_e^0$  [3]. Вычисление произведения  $n_e^0 r_0$  может служить проверкой согласия наблюдений с теорией, утверждающей, что в фотосферах горячих звезд основную роль в переносе излучения играет рассеяние на свободных электронах. Оптическая глубина  $\tau_e$ , вызванная электронным рассеянием, равна:

$$\tau_s = \int_0^{r_0} \tau_0 n_e dr, \quad (19)$$

где  $\tau_0$  — рассеивающая способность свободного электрона. Если упомянутое утверждение верно, то величина  $\tau_0$  на границе фотосферы должна быть порядка единицы. Интегрируя (19) с учетом (3), получим

$$\tau_s = \tau_0 n_e^0 r_0 \quad (20)$$

Результаты вычислений величины  $\tau_0$  помещены в табл. 3. Значения  $\tau_s$  на границе фотосферы составляют величину порядка единицы, что согласуется с теоретическим утверждением. Это говорит о том,

Таблица 3  
ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД  
ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ

HD №	$r_0/R_\odot$	$n_e^0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$	$\tau_0$	$(M/M_\odot) \cdot 10^4$
192163	5.8	5.58	1.4 <sup>0</sup>	0.605
191765	6.5	5.30	1.59	0.722
187282	5.5	4.35	1.11	0.424
50896	5.9	9.31	2.55	1.048
9974	5.0 <sup>*</sup>	7.52	1.74	0.606
190918	12.4	3.53	2.02	1.749
193576	2.1	7.27	0.71	0.104
193928	4.7	5.98	1.30	0.425
211853	5.0 <sup>*</sup>	5.09	1.18	0.411
214419	5.5	4.83	1.23	0.472
219460	4.8	4.34	0.96	0.323
193077	4.8	4.40	0.98	0.327
186043	5.0 <sup>*</sup>	6.80	1.57	0.549
17638	5.0 <sup>*</sup>	5.78	1.34	0.466
16523	5.0 <sup>*</sup>	4.92	1.14	0.396
165763	5.0 <sup>*</sup>	8.48	1.96	0.684
192103	5.4	5.87	1.46	0.552
168206	5.0 <sup>*</sup>	6.83	1.58	0.551
192641	4.6	7.18	1.53	0.490
193793	4.8	8.85	1.97	0.658

что рассеяние излучения на свободных электронах необходимо особо учитывать при расчете непрерывных спектров звезд типа WR.

Воспользовавшись значениями  $n_0^n$  и  $r_0$ , можно подсчитать количество вещества, выбрасываемого звездой WR. Масса вещества, покидающего звезду за год, равна

$$M = 4\pi r_0^2 \frac{n_0^n}{2} m_{He} v(r_0) 3.156 \cdot 10^7, \quad (21)$$

где  $m_{He}$  — масса атома гелия,  $v(r_0)$  — скорость расширения оболочки на уровне  $r_0$ . Величина этой скорости для звезд WR может быть от нескольких сотен до нескольких тысяч километров в секунду. Значения величины  $M/M_\odot$  для средней скорости расширения оболочки  $V(r_0) = 1000$  км/сек приведены в последнем столбце табл. 3. Мы видим, что потеря массы звездой WR в год составляет в среднем  $5 \cdot 10^{-3} M_\odot$ , подобные результаты были получены и ранее (см. [8], стр. 389). Это указывает на кратковременность пребывания звезды в стадии WR.

В заключение заметим, что, согласно существующим представлениям, к низким спектрофотометрическим температурам звезд WR приводит наличие у них протяженных фотосфер. В настоящей же статье считается, что такие температуры являются следствием рекомбинационного излучения, происходящего в фотосферах звезд. При этом для простоты принимается планковское распределение фотосферного излучения по частоте, поскольку теория протяженных фотосфер пока в должной степени не разработана. Однако и при этом простейшем предположении теория оказывается в удовлетворительном согласии с наблюдениями.

Ленинградский государственный  
университет

## THE CONTINUOUS SPECTRA OF WR TYPE STARS

V. P. RILKOV

Theoretical WR fluxes received by summing Planck radiation of the star and recombination radiation of the shell has been compared with observed fluxes for 20 WR stars. Supposing the shell to consist mainly of Helium, estimations of electronic temperatures in the shell and ratios of shell to star luminosities have been made. This permitted to evaluate for every star WR the electronic densities at the photosphere boundary and the WR star's mass loss per year.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Л., 1947.
2. L. Kuhi, Ap. J., 143, 3, 1966.
3. В. В. Горбачев, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, изд. АН СССР, М.-Л., 1948.
5. C. Beals, Publ. Domin. Astrophys. Obs. Victoria, 6, №9, 1934.
6. A. Underhill, BAN, 19, No. 3, 1967.
7. С. В. Рублев, Астроф. ж., 62, 347, 1965.
8. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.