

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕР В- И А-ЗВЕЗД ПО УЧАСТКУ СПЕКТРА ВБЛИЗИ БАЛЬМЕРОВСКОГО СКАЧКА

С. А. Гуллев, В. Е. Панчук, В. В. Плешаков, С. Г. Пяткес

На основании анализа зависимости вида спектров В- и А-звезд в области λ 3650—3900 Å от эффективной температуры T_e и ускорения силы тяжести g разработана методика определения этих параметров. При помощи телескопов БТА и «Цейс-600» получены спектры (28 Å/мм) и выполнена спектрофотометрия 73 ярких звезд. Результаты наблюдений позволяют связать новую систему определений T_e с известной шкалой эффективных температур. Полученные значения оказываются систематически завышенными на 1500—2000 К. Обсуждаются возможные причины этого расхождения.

Basing on the analysis of the dependence of the kind of В- and А-stars spectra within λ 3650—3900 Å on the effective temperature T_e and the gravity g the methods have been developed for determination of these parameters. With the help of the БТА and «Zeiss-600» telescopes the spectra (28 Å/mm) have been obtained and the spectrophotometry has been made for 73 bright stars. The results of observations allow to connect the new system for T_e determination with the known effective temperature scale. The values obtained prove to be systematically by 1500—2000 К overestimated. Possible causes for this discrepancy are discussed.

Распределение энергии в спектрах В- и А-звезд определяется в основном связанно-свободными и связанно-связанными переходами в поле атома водорода и сильно зависит от физических условий в атмосферах этих звезд. Естественно поэтому использовать детали таких спектров для определения параметров звездных атмосфер. К настоящему времени разработана совокупность фотометрических и спектроскопических методов определения эффективных температур T_e и ускорений силы тяжести g или связанных с ними параметров (M_V , R , n_e и др.). Из наиболее известных фотометрических методов следует отметить возможности системы Стремгрена и метод Блеквэлла—Шаллиса. Многообразны и спектроскопические методы: от трехпараметрической системы Шалонжа до попыток восстановить структуру атмосферы по профилю отдельной линии.

Целью настоящей работы является разработка методики определения T_e и g по участку спектра вблизи бальмеровского скачка. Составными компонентами такой методики являются фотографическая спектрофотометрия и метод моделей атмосфер.

Постановка задачи. Перечислим причины разработки предлагаемого метода.

1. В САО АН СССР проводятся работы по детальному исследованию спектров В- и А-звезд методом моделей атмосфер. Не для всех исследуемых звезд удается найти фотоэлектрические показатели цвета. Из диаграммы T_e — $\lg g$ (рис. 1) видно, что в отсутствие фотоэлектрических определений показателей цвета однозначное определение эффективной температуры затруднено. Следовательно, необходим поиск дополнительных спектральных критериев, хорошо определяющих T_e и слабо зависящих от g .

2. Традиционно для таких задач используются линии других элементов, например гелия. Это делает невозможным определение параметров атмосфер в случае аномальных химических составов или особенностей строения верхних слоев атмосферы. Следовательно, искомые индексы должны характеризовать излучение, формирующееся в глубоких слоях атмосферы, и не зависеть от аномалий химического состава.

3. Эффективные температуры, получаемые по низким членам бальмеровской серии с использованием моделей Куруча, завышены [1]. Следует подтвердить или опровергнуть этот вывод по новым индикаторам температуры, механизм образования которых несколько иной.

Первым этапом работы явилось отыскание по теоретическим распределениям энергии новых температурных индексов. Затем были выполнены спектрофотометрические наблюдения звезд, для которых известны определения температуры. Таким образом, реализовалась возможность сравнить определения T_e в данной методике с результатами применения других способов определения T_e .

Поиск температурных индексов. С целью поиска новых критериев определения эффективной температуры мы использовали результаты расчета сетки моделей атмосфер Куруча [2]. Построив теоретические распределения энергии для моделей атмосфер с различными T_e

и g , мы выбрали чувствительные к этим параметрам точки спектра.

Для горячих звезд удобным спектральным интервалом является область спектра вблизи предела серии водородных линий, например серии Бальмера.

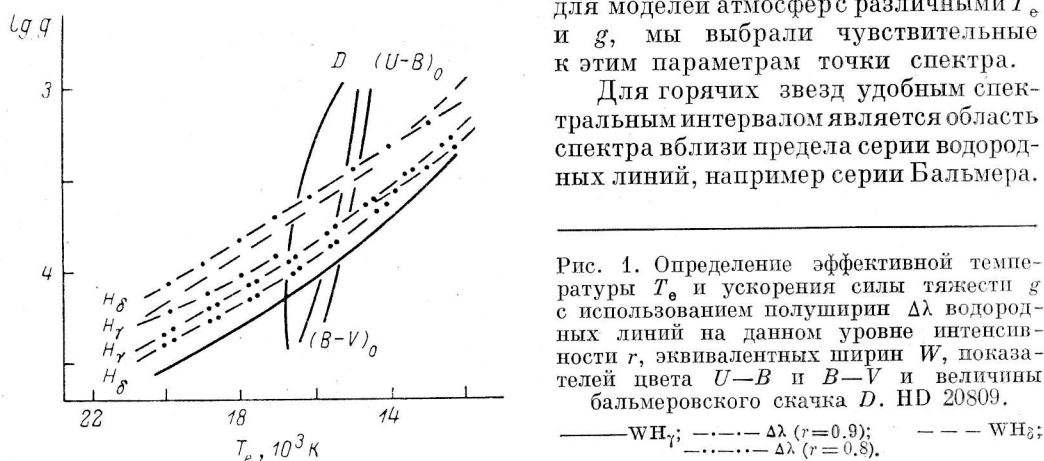


Рис. 1. Определение эффективной температуры T_e и ускорения силы тяжести g с использованием полуширин $\Delta\lambda$ водородных линий на данном уровне интенсивности r , эквивалентных ширин W , показателей цвета $U-B$ и $B-V$ и величины бальмеровского скачка D . HD 20809.

— WH_γ ; - - - $\Delta\lambda$ ($r=0.9$); - · - · WH_δ ; · · · · $\Delta\lambda$ ($r=0.8$).

Здесь в сравнительно узком диапазоне длин волн разные точки непрерывного спектра обладают разной чувствительностью к T_e и g . Поэтому, комбинируя значения монохроматических потоков H_λ в этих точках, можно получить индексы, позволяющие определять T_e и g . Мы остановились на трех точках спектра в области бальмеровского скачка с λ 3684, 3812 и 3862 Å. Коротковолновая точка λ 3684 Å — самая чувствительная к изменениям g , так как расположена на бленде, образуемой суперпозицией квазистатических крыльев большого числа водородных линий. Две другие точки выбраны на участке непрерывного спектра, свободного от водородных линий, и поэтому поток в них описывается совершенно другой зависимостью от T_e и g , характерной для рекомбинационного спектра. Дополнительным критерием выбора точек в спектре являлось требование слабой чувствительности потоков на соответствующих длинах волн к изменению спектрального разрешения в пределах, характерных для щелевой спектроскопии.

Комбинируя значения монохроматических потоков в указанных точках, мы составили следующие индексы:

$$P = (H_{3862} - H_{3812}) / (H_{3862} + H_{3812});$$

$$L = (H_{3812} - H_{3687}) / (H_{3812} + H_{3687});$$

$$M = (H_{3862} - H_{3687}) / (H_{3862} + H_{3687});$$

$$N = (H_{3862} - H_{3812}) / H_{3687};$$

$$K = (H_{3812} + H_{3687}) / H_{3862}.$$

Теоретические зависимости перечисленных индексов от T_e и g приведены на рис. 2—6.

Расчеты, выполненные в [2] для десятикратного дефицита металлов, позволяют подтвердить устойчивость выбранных индексов к вариациям $[Fe/H]$. Для оценки влияния содержания гелия мы рассчитали модели с $T_e=16000$ и 20000 K и $\lg g=4$ для двух значений содержания гелия — солнечного и на по-

рядок ниже солнечного. Для всех моделей по монохроматическим потокам были определены вышеперечисленные индексы. Затем с использованием рис. 2—6 (нормальное содержание гелия) по всем группам индексов были оп-

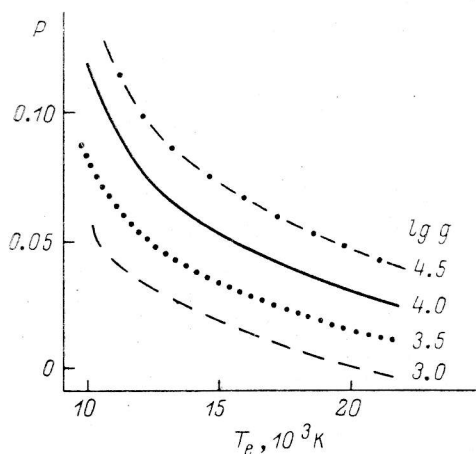


Рис. 2. Теоретическая зависимость P от T_e и g .

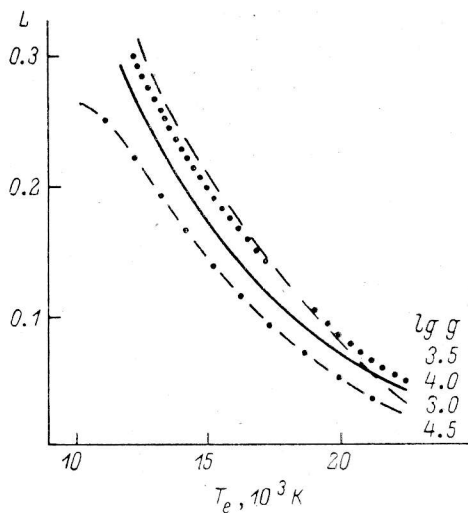


Рис. 3. Теоретическая зависимость L от T_e и g .

ределены параметры T_e и $\lg g$ как среднее всех точек взаимного пересечения изолиний, вдоль которых соблюдается равенство наблюдаемых и теоретических значений каждого индекса. Сравнение полученных таким образом значений T_e и $\lg g$ с параметрами, принятыми при расчете моделей, позволяет оце-

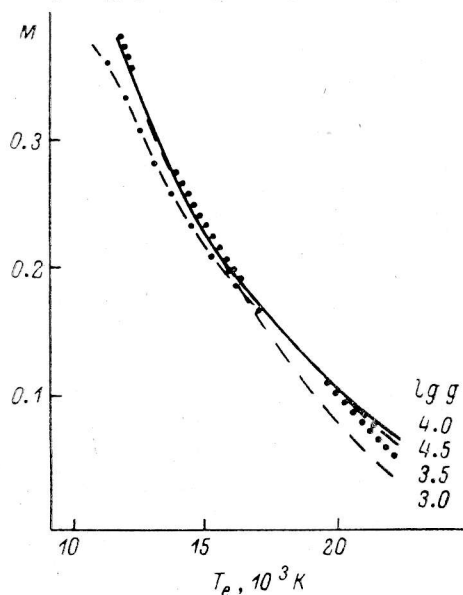


Рис. 4. Теоретическая зависимость M от T_e и g .

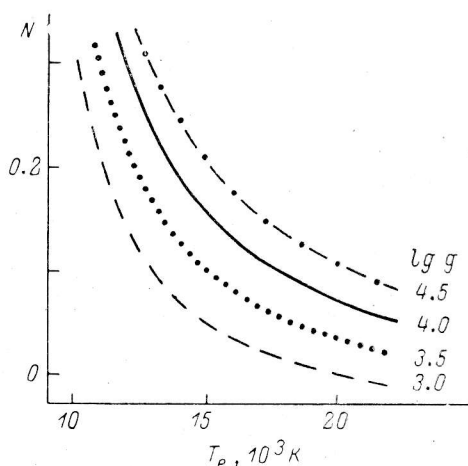


Рис. 5. Теоретическая зависимость N от T_e и g .

нить ошибку, возникающую при анализе атмосфер с дефицитом гелия, при помощи стандартной сетки [2]. Игнорирование десятикратного дефицита гелия приводит к ошибкам $\Delta T_e = 200 \div 300$ К и $\Delta \lg g = 0.1$. Так как основной задачей использования новых индексов является уточнение T_e , найденным эффектом можно пренебречь.

Наблюдения и обработка. Корректирующая оптика Основного звездного спектрографа 6-м телескопа (ОЗСП БТА) выполнена в основном из кварцевого

стекла. Это позволило легко оптимизировать спектрограф* к наблюдениям в ультрафиолете: элементы из легкого крона заменены кварцевыми, комплект дифракционных решеток дополнен решеткой с углом блеска $\beta=12^{\circ}40'$, позволяющей работать в ультрафиолетовом диапазоне без порядкоделительного фильтра с обратной линейной дисперсией 14 и 2.6 Å/мм. Кроме этого, с решеткой $\beta=8^{\circ}30'$ можно работать в первом порядке с дисперсиями 28 и 5.2 Å/мм.

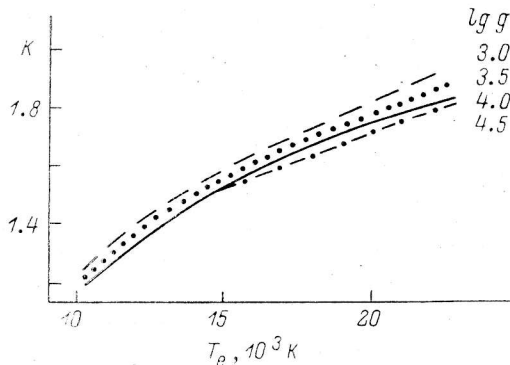


Рис. 6. Теоретическая зависимость K от T_e и g .

Параметры оптической схемы ОЗСП позволяют теперь получать высококачественные спектры в диапазоне λ 3100—4900 Å (или 3100—6800 Å) одновременно. Таким образом, получая необходимые для детального анализа слабые линии, мы одновременно можем измерить температурные индексы. Аналогичная процедура была выполнена и для второго наблюдательного варианта — телескоп «Цейс-600» и спектрограф UAGS. Применение малого телескопа связано с необходимостью набора статистики по ярким звездам с целью калибровки метода. Образцы кривых спектральной чувствительности для некоторых вариантов приведены на рис. 7.

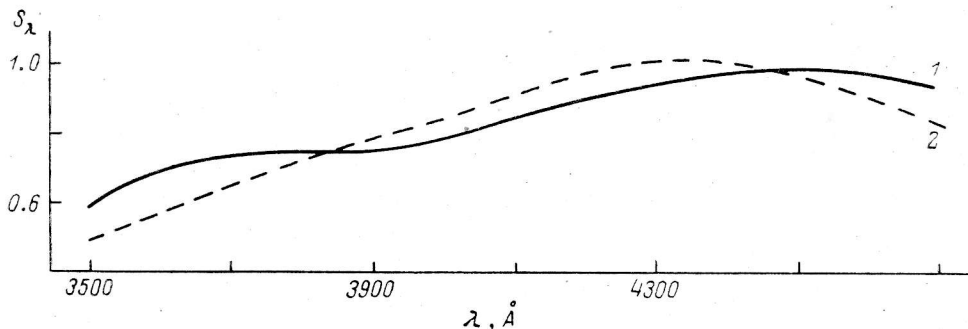


Рис. 7. Кривые спектральной чувствительности s_λ тракта регистрации атмосфера—телескоп—спектрограф—фотоэмульсия. Фотоэмульсия Kodak 2aO.

1 — БТА, ОЗСП, решетка 600'/мм, угол блеска $\beta=8^{\circ}30'$, рабочий угол $\varphi=0^{\circ}30'$; 28 Å/мм; 2 — «Цейс-600», UAGS, 625'/мм, $\beta=25^{\circ}54'$, $\varphi=48^{\circ}30'$, 29 Å/мм.

Регистрограммы спектров записаны на двухлучевом микрофотометре ИФО-451. Образцы регистрограмм приведены на рис. 8, там же отмечены используемые для вычисления индексов точки спектра. Предварительная обработка фотоматериала выполнена с соблюдением двух условий: практическое равенство времен калибровки и экспонирования звездных спектров и одновременное проявление (проявитель MWP-2, $T=20^{\circ}\text{C}$, 9 мин). После перевода отсчетов плотности в относительные интенсивности и редукиции с учетом спектральной чувствительности системы были вычислены бальмеровские индексы. Величины бальмеровских скачков измерены по классической методике.

Характеристики звезд программы приведены в табл. 1. Во второй и третьей колонках приведены данные спектральной классификации по Копылову [3], [4] и МК-спектры [5] соответственно. Кроме величины бальмеровского скачка

ТАБЛИЦА 1

Спектральные характеристики звезд программы

HD	Sp_K	Sp_{MK}	D	n_m	$\lg n_e$	Число спектрограмм
24760		B0.5V	0.04			6
4180		B2V	0.10	15.5	14.1	3
3360	B2.4	B2V	0.14	16	14.0	2
886	B2.5	B2.5IV	0.13	17	13.8	4
166182	B2.0	B2V	0.13	19	13.5	1
32630		B3		17	13.8	1
21278		B3V	0.16	15	14.2	1
20365	B3.0	B3V	0.12	17	13.8	2
160762	B2.85	B3V	0.19	17	13.8	1
11415	B2.90	B3IV	0.21	19	13.5	1
207330	B2.80	B3III	0.15			1
20809	B5.0	B5V	0.16	17.5	13.7	1
21428	B5.0	B5V	0.13	17	13.8	1
20418	B5.0	B5V	0.13	16.5	13.9	1
4727		B5V	0.20			4
147394	B3.85	B5IV	0.24	18	13.6	1
21071		B6V	0.20	18	13.6	1
21362		B6V	0.19			2
195810	B6.05	B6III	0.25	17	13.8	2
23302	B6.80	B6III	0.34	17.5	13.7	1
23338		B6V	0.31	17	13.8	1
217675		B6p	0.24			1
6811	B7.20	B7V	0.30	20	13.3	1
23288	B7.0	B7IV	0.33	16.5	13.9	1
23408	B6.0	B7III	0.29	19	13.4	1
222173	B8.2	B8V	0.38	18.5	13.5	3
23432	B8.0	B8V	0.39	15	14.2	1
214923	B8.5	B8V	0.38	17	13.8	2
213998		B8V	0.48			3
17573	B8.0	B8V	0.34	16	14	1
222439		B8V	0.40	17.5	13.7	1
21551		B8IV		16.5	13.9	2
21699		B8III				1
358	A0p	B9p	0.24	18	13.6	1
177724	B9.0	B9V	0.49	17.5	13.7	1
196867	B8.8	B9V	0.41	18	13.6	2
177756	B8.5	B9Vn	0.43	16.5	13.9	2
166014	B9.0	B9V	0.58	18	13.5	1
202850		B9Iab	0.26	18.5	13.5	1
149630		B9V	0.41	21	13.1	1
176437	B9.1	B9III	0.40	21	13.1	2
186882	B9.4	B9.5III	0.35	19.5	13.3	1
218045	A0.1	B9.5III	0.45	19	13.4	1
212061		B9III				1
191692	B9.0	B9.5V	0.46			1
172167	B9.7	A0V	0.48	19.3	13.4	13
199629		A0V		22.5	12.9	2
153808	A0	A0V	0.46	17.5	13.7	1
161868	A0.3	A0V	0.56	18	13.6	2
139006	A0	A0V	0.52	18.5	13.5	3
140436	A0.25	A0IV	0.54	17	13.8	1
12216		A1V	0.33			2
148857		A1V	0.63			3
1280		A2V				1
213558		A2V		18	13.6	2
210418	A2	A2V	0.58	15.5	14.1	1
16970	A2.7	A2V	0.50	16	13.3	1
141003	A2.4	A2IV	0.54	16	14	3
27962		A2IV		17	13.8	1
207260	A2.4	A2Ia		28	12.2	1
197345	A1.8	A2Ia				4
156164	A3.1	A3IV	0.56	15	14.2	2
137422	A3.0	A3II—III	0.55	21	12.7	3
165777	A3.5	A4V	0.60	17	13.8	2
8538	A5.0	A5V	0.48	19	13.4	4
11636	A3.4	A5V	0.44	19	13.4	4

ТАБЛИЦА 1 (продолжение)

HD	SpK	SpMK	D	n_m	$\lg n_e$	Число спектрограмм
184006	A5	A5V		18	13.6	2
5448	A5	A5V	0.32	18	13.6	1
13161	A5	A5III	0.45	19.5	13.3	3
159561	A5.1	A5III	0.45	20	13.2	2
6961		A7V				1
187642	A5.8	A7V	0.37	17.5	13.7	1
203280	A7.1	A7IV—V	0.46	19	13.4	2

D приведен номер последней наблюдаемой линии n_m , с использованием которого по формуле

$$\lg n_e = 23.26 - 7.5 \lg n_m \quad (1)$$

в приближении однородной атмосферы может быть оценена величина электронной плотности n_e . В последней колонке табл. 1 указано число использованных спектрограмм.

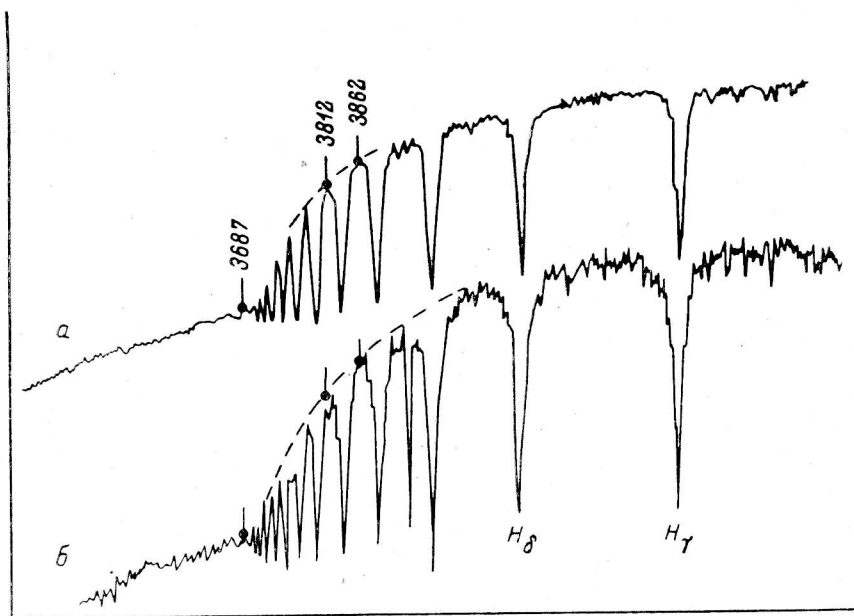


Рис. 8. Зависимость плотность—длина волны.
а — БТА, HD 21551, б — «Цейс-600», HD 8538.

В табл. 2 для исследованных нами 73 ярких звезд приведены значения бальмеровских индексов и полученные с их помощью значения T_e и $\lg g$. Методика определения T_e и $\lg g$ по бальмеровским индексам совершенно аналогична методике определения электронной температуры и плотности HII-областей по запрещенным линиям. T_e и $\lg g$ получаются в результате пересечения на плоскости T_e — $\lg g$ линий, каждая из которых является геометрическим местом точек, соответствующих наблюдаемому значению данного бальмеровского индекса. На рис. 9 построены изолинии бальмеровских индексов для звезды HD 21362.

Проанализируем данные таблиц. Прежде всего следует сравнить характеристики, используемые в классической методике. На рис. 10 выполнено сравнение наших определений величины бальмеровского скачка D с опубликованными ранее [6—8]. Видно, что методика обработки нашего материала с учетом кривой реакции системы дает результаты, совпадающие с классической методи-

ТАБЛИЦА 2

HD	$L \cdot 10^{-1}$	$M \cdot 10^{-1}$	$N \cdot 10^{-1}$	K	$P \cdot 10^{-1}$	T_e	lg g
24760	0.44	0.54	0.23	1.88	0.11	23100	3.6
4180	0.60	0.74	0.32	1.83	0.14	21400	3.7
3360	1.08	1.43	0.91	1.68	0.35	18600	4.1
886	0.54	0.66	0.27	1.85	0.12	22300	3.9
20365	0.73	0.89	0.37	1.81	0.16	21000	3.6
20809	0.68	0.80	0.28	1.83	0.12	21400	3.5
21428	0.66	0.76	0.23	1.84	0.27	21400	3.4
20418	0.68	0.74	0.14	1.85	0.06	21500	3.3
4727	0.85	1.07	0.55	1.76	0.23	20000	3.8
21071	0.73	0.86	0.30	1.82	0.13	21100	3.5
21362	1.01	1.04	0.43	1.76	0.17	19100	3.4
195810	1.01	1.24	0.58	1.73	0.24	19000	3.6
217675	2.03	2.49	1.53	1.51	0.48	14500	3.8
6811	2.27	2.77	1.80	1.46	0.54	13700	3.8
23288	1.86	2.21	1.11	1.57	0.37	15500	3.6
23338	2.38	2.69	1.11	1.51	0.33	14100	3.3
23408	1.45	1.58	0.37	1.69	0.14	17400	3.3
222173	2.58	3.08	1.94	1.43	0.54	13100	3.7
214923	2.62	3.18	2.18	1.41	0.59	14500	3.8
213998	2.44	2.82	1.39	1.48	0.40	13500	3.6
17573	1.95	2.69	2.56	1.43	0.79	13500	4.4
222439	1.89	2.67	2.61	1.43	0.82	13500	4.5
21551	1.28	1.52	0.67	1.69	0.25	17900	3.7
21699	0.57	0.67	0.23	1.85	0.10	18200	3.5
358	1.33	1.69	0.98	1.64	0.36	17300	3.9
177724	2.95	3.54	2.61	1.35	0.66	12100	3.8
196867	2.89	3.49	2.33	1.38	0.60	12300	3.7
177756	3.40	4.19	4.09	1.24	0.91	11000	3.9
166014	3.68	4.26	3.15	1.28	0.68	10800	3.5
202850	2.56	3.09	2.05	1.42	0.57	12900	3.8
149630	2.58	3.13	2.17	1.41	0.60	12900	3.8
176437	2.02	2.40	1.24	1.54	0.39	14700	3.6
186882	2.51	2.92	1.53	1.46	0.44	13500	3.5
218045	2.30	2.82	1.89	1.45	0.56	13700	3.8
212061	2.95	3.49	2.37	1.37	0.60	12200	3.6
191692	3.15	3.69	2.52	1.34	0.62	11900	3.5
172167	2.58	3.18	2.39	1.39	0.66	13300	4.0
199629	1.83	2.32	1.56	1.53	0.51	15000	3.9
153808	2.86	3.51	2.83	1.34	0.73	12000	3.9
161868	3.73	4.49	4.41	1.21	0.92	10500	3.7
139006	2.22	2.83	2.17	1.44	0.65	13400	4.0
140436	3.03	3.66	2.87	1.33	0.71	11700	3.7
12216	2.40	2.97	2.15	1.43	0.62	13200	4.0
148857	3.76	4.55	4.62	1.20	0.95	11000	3.8
213558	2.15	2.78	2.21	1.44	0.67	13500	4.1
210418	3.66	4.40	4.20	1.23	0.89	10500	3.7
16970	2.96	3.69	3.28	1.31	0.82	11700	3.5
141003	3.59	4.34	4.10	1.23	0.88	10600	3.7
207260	2.15	3.06	3.35	1.35	0.98	12400	3.5
197345	2.41	2.88	1.75	1.46	0.52	13500	3.7
156164	3.56	4.37	4.45	1.22	0.96	10600	3.7
137422	2.91	3.44	2.30	1.38	0.60	12400	3.7
165777	3.37	4.04	3.41	1.28	0.78	11250	3.8
8538	2.95	3.51	2.53	1.36	0.65	12200	3.7
11636	2.66	3.39	3.02	1.34	0.81	12200	4.1
184006	2.43	3.01	2.18	1.42	0.62	13100	4.0
5448	1.92	2.49	1.87	1.49	0.60	14400	4.0
13161	2.57	3.17	2.36	1.39	0.65	12700	3.9
159561	2.55	3.18	2.49	1.39	0.69	11800	4.0
203280	2.03	2.61	1.99	1.47	0.62	14000	4.0

кой обработки низкодисперсионных спектров. На рис. 11 выполнено сравнение величин электронной плотности из табл. 1 и работы [9]. Некоторое завышение n_e по нашим определениям связано с тем, что в отличие от [9] мы не внесли поправку за осевое вращение звезды.

На рис. 12 приведены значения бальмеровского скачка в функции эффективной температуры. Сплошными линиями нанесены теоретические значения

D , полученные нами по распределениям энергии из работы [2]. При обработке этих теоретических распределений энергии также была использована классическая методика определения D . Так как система наших определений бальмеровского скачка совпадает с общепринятой (рис. 10), остается предположить,

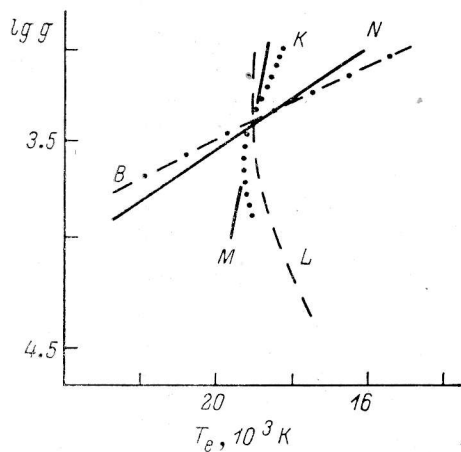


Рис. 9. Использование изолиний бальмеровских индексов для оценки параметров атмосферы HD 21362.

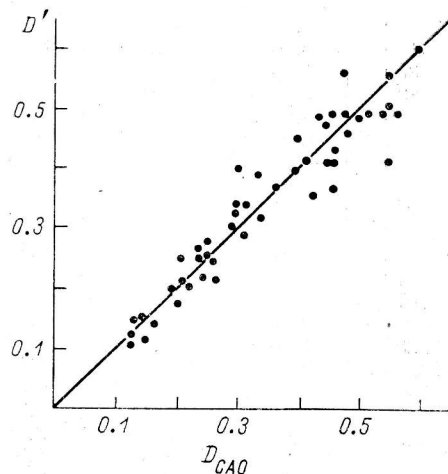


Рис. 10. Сравнение величин бальмеровского скачка, определенного классическим способом по низкодисперсионным спектрам и по щелевым спектрограммам CAO (D_{CAO}).

что эффективные температуры в табл. 2 завышены в среднем на 1500—2000 К. На рис. 13 нанесены значения T_e из табл. 2 в функции спектрального подкласса. Сплошной линией отмечена шкала эффективных температур из [10]. Видно, что вывод о систематическом завышении определенных нами эффективных температур подтверждается.

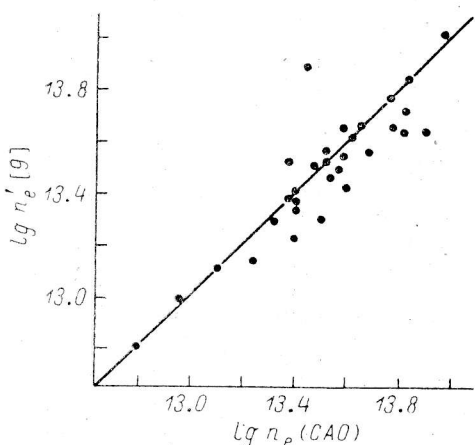


Рис. 11. Сравнение величин электронной плотности, определенной методом Инглеса—Теллера по различному спектральному материалу.

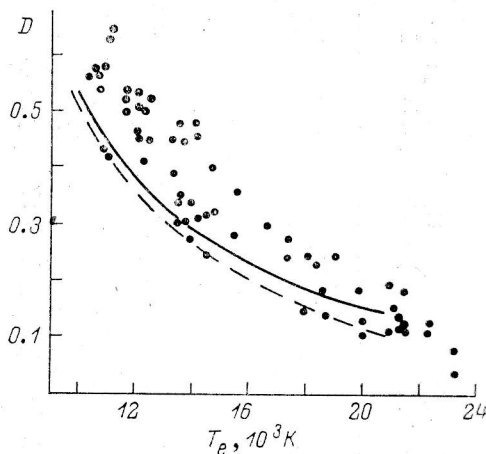


Рис. 12. Сравнение зависимостей от температуры для наблюдаемых (точки) и теоретических (линии) значений бальмеровского скачка.

Два последних рисунка свидетельствуют о том, что при использовании сетки моделей [2] для получения эффективных температур, совпадающих с определениями, выполненными на основе фотометрических методов и теории внутреннего строения звезд, необходимо в наблюдаемые величины бальмеровских индексов и бальмеровского скачка вводить поправки. Аналогичная ситуация уже встречалась в [1], где показано, что для использования наблюдаемых характеристик линий H_γ и H_δ при работе с сеткой моделей [2] в эти характеристики также необходимо вводить поправки, причем температурный экви-

валент этих поправок совпадает по знаку и величине с полученным в данной работе.

Инструментальные источники ошибок. Основным фактором, ответственным за разброс точек на рис. 10, 12, 13, является эффект атмосферной дисперсии в сочетании с применением щелевого спектрографа. Этот эффект усиливается при переходе на телескоп большего диаметра, т. е. при увеличении отношения диаметра турбулентного диска звезды к ширине входной щели спектрографа. Эффект снижается при увеличении времени экспозиции вследствие ошибок гидирования. Применение резателя изображений также может существенно снизить эффект, но кардинальным решением является разработка и использование приспособления для быстрого вращения изображения звезды, находящегося на оси телескопа и попадающего в щель или диафрагму резателя изображений. Этот прием необходим и при точных позиционных измерениях линий в разных участках спектра, когда эффект атмосферной дисперсии поперек щели приводит к «раздвиганию» спектральных линий, расположенных в красном и синем концах спектрограммы.

Другим источником ошибок является невозможность учета мгновенной экстинкции. Дефицит наблюдательного времени при работе на большом телескопе не позволяет уделять много времени на связанные с учетом экстинкции дополнительные наблюдения. По этой причине спектральный интервал, внутри которого определяются индексы, выбран достаточно узким. В таком случае достаточно ограничиться использованием средних коэффициентов экстинкции за ночь.

Третьим источником ошибок является неуверенная фиксация измеряемых точек на спектрограмме. Это еще в большей степени характерно для процедуры определения бальмеровского скачка методом экстраполяции пашеновского континуума. Ненадежность такой экстраполяции растет с увеличением интенсивности водородных линий.

Ввиду того что в исследуемом диапазоне температур величина бальмеровского скачка слабо зависит от g , точность определения $\lg g$ как по D , так и по предлагаемой методике относительно низка. Однако из сравнения рис. 1 и 9 следует, что достаточно хорошую точность определения $\lg g$ обеспечивает использование водородных линий H_γ и H_δ , тогда как T_e определяется в основном по индексам K , L , M .

Обсуждение. В работе предложен новый метод определения T_e и g в атмосферах звезд спектрального класса В и А. В основе метода лежит сравнение результатов фотографической спектрофотометрии и теоретических спектров, рассчитанных в [2]. Для определения T_e и g выбран узкий участок спектра вблизи бальмеровского скачка и образована система бальмеровских индексов, чувствительных к этим физическим параметрам атмосферы звезды. Для 73 ярких звезд с хорошо известными спектральными классами, эффективными температурами и светимостями получен наблюдательный материал и по новой методике заново определены T_e и g . Метод обнаружил хорошую сходимость индексов для каждой отдельной звезды — на диаграмме $T_e - \lg g$ изолинии индексов пересекаются практически в одной точке. Однако полученные нами по бальмеровским индексам значения T_e оказались систематически завышенными. Такой же вывод сделан при сравнении наблюдаемых и теоретических значений бальмеровского скачка для этих звезд. Аналогичный результат был получен ранее в [1] при анализе профилей и эквивалентных ширин линий H_γ и H_δ .

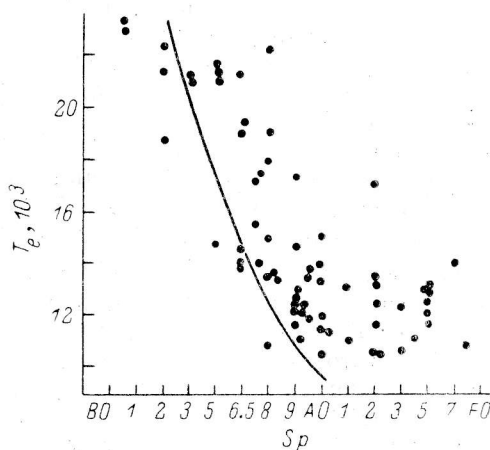


Рис. 13. Сравнение шкал эффективных температур, определенных в [10] (сплошная линия) и при помощи бальмеровских индексов из табл. 2 (точки).

Обсудим возможные причины отмеченных расхождений. Одна из них может быть связана с несовершенством программы, использованной для расчета теоретических спектров [2]. Конкретно, укажем на процедуру вычисления последнего члена серии Бальмера в [2], основанную на использовании критерия Инглиса—Теллера (1). Применение этого критерия в данном случае неправомерно, так как критерий Инглиса—Теллера является лишь спектральным критерием, т. е. критерием различимости линий в спектре. В результате в программе расчета моделей атмосфер оказывается неучтенным большое число слабых перекрывающихся линий спектра водорода, образующих бленду, в принципе неразрешимую спектрально. Корректный учет этой бленды должен привести к возрастанию непрозрачности атмосферы звезды на λ 3687 Å и уменьшению расчетного потока на этой длине волны при прочих равных условиях, что в свою очередь может привести к заметному изменению теоретических значений бальмеровских индексов. Нетрудно установить, что эти изменения в наибольшей степени касаются индексов M и L , которые, как это видно из рис. 9, как раз и «ответственны» за определение T_e .

Систематическое расхождение теоретических и наблюдаемых значений бальмеровского скачка на рис. 12 может возникать как следствие буквального перенесения стандартной методики определения D на теоретические спектры [2]. Действительно, при определении D по спектрограммам звезд в качестве коротковолновой точки берут обычно λ 3700, а не $\lambda < 3648$ Å. Завышение же расчетного потока на λ 3700 Å в теоретических спектрах [2] из-за неучета упомянутой выше бленды должно приводить к систематическому занижению «теоретических» бальмеровских скачков D при фиксированных T_e и g .

Недостаточно еще исследовано в литературе влияние эффектов отклонения от локального термодинамического равновесия на интенсивность водородных линий и вид бальмеровского скачка. Последний может оказаться чувствительным как к изменению (вследствие учета NLTE-эффектов) относительных интенсивностей высших членов серии Бальмера, блендирующих поток вблизи предела серии, так и к населенности второго уровня, темп ионизации с которого определяет коэффициент связанно-свободного поглощения и, следовательно, величину бальмеровского скачка. Отмеченные здесь моменты требуют детального количественного анализа.

Авторы благодарны К. А. Бархатовой и И. М. Конылову за внимание к работе.

Литература

1. Ключкова В. Г., Конылов И. М., Панчук В. Е. К вопросу о применении моделей атмосфер для определения параметров горячих звезд. — Астрон. ж., 1983, 60, с. 1114—1119.
2. Kurucz R. L. Model atmospheres for G, F, A, B and O stars. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, 40, p. 1—340.
3. Конылов И. М. Двумерная количественная спектральная классификация 238 звезд O5—B7 и построение диаграммы спектр—абсолютная величина. — Изв. КрАО, 1958, 20, с. 156—207.
4. Конылов И. М. Двумерная количественная спектральная классификация звезд спектральных классов B8—F2. — Изв. КрАО, 1960, 23, с. 148—173.
5. Hoffleit D. Catalogue of bright stars. Yale Univ. Press, New Haven, Conn., 1964, 415 p.
6. Barbier D., Chalonge D. Etude du rayonnement continu de quelques etoiles entre 3100 et 4600 Å. — Ann. d'Astr., 1941, 4, 3 p.
7. Barbier D., Chalonge D. Remarques preliminaires sur quelques proprietes de la discontinuite de Balmer dans les spectres stellaires. — Ann. d'Astr., 1939, 2, p. 254.
8. Шалонж Д. Непрерывные звездные спектры и классификация звезд. — Астрон. ж., 1956, 33, с. 490—505.
9. Конылов И. М. Электронные плотности в атмосферах горячих звезд. — Изв. КрАО, 1961, 26, с. 232—286.
10. Конылов И. М. О шкале эффективных температур звезд. — Изв. КрАО, 1963, 30, с. 69—89.

Поступила в редакцию 27.11.84