<mark>2Ц3५Ц५ЦՆ UUA ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ</mark> АКАДЕМИЯ НАУК <mark>АРМЯНСКОЙ ССР</mark>

Копределиет илия илия иле сообщения бюраканской обсерватории

ФРИЧ XXI ВЫПУСК

6164, 11. 6

EPEBAH

Фининирившини робричного В. А. АМБАРЦУМЯН

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

РВЛИРИЧИЛИ И ИЗАИНАВИРИЛА ХИАЛРАНИТСИ СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ЧРЦЧ XXI ВЫПУСК

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЛГОЛЯ М. А. АРАКЕЛЯН



ԵՐԵՎԱՆ

1957

EPEBAH

введение

После открытия переменности 3 Персея и предложенного в 1783 г. Гудрайком объяснения этого явления Алголь явился предметом очень большого числа исследований. Несмотря на это, до настоящего времени много наблюдательных фактов, связанных с этой звездой, остаются необъясненными.

Исследования, касающиеся Алголя, весьма разнообразны и включают ряд работ фотометрического, спектроскопического и спектрофотометрического характера.

Вторнчный минимум на кривой блеска впервые наблюдался Д. Стеббинсом [1] в 1910 г. с электрофотометром, имеющим селеновый фотоэлемент. В дальнейшем фотоэлектрические кривые блеска Алголя в той же эффективной ллине волны λ = 4500 Å были получены Д. Стеббинсом [2] в 1921 г. и М. Смартом [5] в 1937 г., употреблявшими калиевый фотоэлемент. Практически оба ряда наблюдений совпадают с результатами наблюдений 1910 г., и кривую блеска в Персея в этом участке спектра можно считать надежно установленной. Результаты обработки и решения этих кривых блеска рядом астрономов (Д. Стеббинс [1, 2], Х. Шэпли [4], З. Копал [5]) в согласии друг с другом показали, что у этой системы е главном минимуме имеет место частное затмение звезды В8 звездой более позднего спектрального класса. Отношение диаметров компонент очень близко к единице. Наклон плоскости орбиты к картинной плоскости около 82°. Отношение поверхностных яркостей главной звезды и спутника - порядка 12. Из этого следует, что спектральный класс спутника близок к таковому для Солнца. Благодаря малой относительной поверхностной яркости спутника до самого последнего времени никаких прямых спекпральных характеристик его наблюдать не удавалось.

М. А. АРАКЕЛЯН

Из других фотометрических исследований следует упомянуть фотоэлектрические наблюдения Д. Холла [6] в двух эффективных длинах волн: 5500 Å и 8660 Å. Решение пнфракрасной конвой блеска поцвело к результатам, несколько отличным от приведенных выше. В частности, отношение диаметров компонент на $\lambda_{eff} = 8660 \text{ Å}$ Холл получил равным 0.79, а для наклона плоскости орбиты 80°16'. Несколько отличное отношение днаметров, полученных при решении инфракрасной кривой блеска, в некоторой мере объяснимо. так как с ростом дляны волны эффективный раднус холодного компонента может несколько уменьшиться, а горячего.наоборот, возрасти. Однако этим такое резкое изменение к едва ли можно объяснить полностью. Что касается разницы в значениях і (наклон плоскости орбиты), то ее объяснить пока не представляется возможным, так как эта величина ни в какой мере не должна зависеть от спектральной области наблюдений. Разница в коэффициентах потемнения диска для разных длин волн также не может объяснить упомянутое расхождение в элементах орбиты.

Представляет также интерес регулярное отклонение эпох минимума от вычисленных. Исследования показали, нто для объяснения этих отклонений необходимо считать, что система состоит не менее чем из четырех тел. В связи с: этим важное место занимают спектроскопические исследования Алголя.

Наличие долгопериодических движений главной звезды системы было открыто по изменению дучевых скоростей А. А. Белопольским [7] и Р. Кертисом [8]. Д. Мак Лофлин [9], обобщив позднее весь наблюдательный материал, связанный с изменением лучевых скоростей, показал, что на основной период изменения лучевых скоростей, совпадающий с периодом, полученным из фотометрических наблюдений, накладывается вторичный период, характеризуемый следующими элементами:

> P = 1.873 года $\gamma = + 2.22$ км/сек T = 1903.38

$ω = 93^{\circ}.0$ K = 9.70 κ m/cek $a \cdot sin i = 88000000 κm$

Чрезвычайно интересное явление было открыто И. Барни [10] при исследовании спектрограмм, полученных на Аллегенской обсерватории в 1907—1912 гг. Она обнаружила множество слабых линий, в большинстве своем металлического происхождения, которые дают тот же ход лучевой скорости, что и линии главной звезды, но с амплитудой. втрое меньшей. Эти "добавочные" линии достигают максимума интенсивности в главном минимуме блеска, хотя большинство их остается видимыми на всех фазах периода. От предположения о принадлежности этих линий третьему телу приходится отказаться, так как они не показывают никаких изменений с периодом, равным 1.873 года.

Необходимо остановиться также на результатах исследования некоторых тонких эффектов в спектре Алголя. В 1931 году О. Струве и К. Т. Элви [11] обнаружили влияние эффекта вращения на контур линии Mg II 4481. Они нашли, что контур этой линии соответствует линейной скорости вращения в $60 \frac{к.м.}{cek}$. Авторы отмечают, что другие ли-

нии в спектре Алголя также имеют характерный контур вращения, но измерить по ним скорость не удвется (из-за малос: и дисперсии). Эти же авторы заподозрили раздвоение линии Mg II 4481, Факт раздвоения Mg II 4481 был подтвержден наблюдениями В. В. Моргана [12] и О. А. Мельникова [13]. Кроме того, Мельников обнаружил подобный эффект и у линии Fe II 4549. Было показано, что арифметическое среднее лучевой скорости, полученной по двум компонентам линии, показывает изменение с фазой, совпадающее с изменением, полученным по линиям звезды В 8. исправленным за эффект вращения. Кроме того, оказалось, что относительные интенсивности фиолетовой и красной компонент меняются с фазой затмения, причем на нисходящей ветви кривой блеска красный компонент интенсивнее фиолетового, а на восходящей — наоборот. Морган пытался объяснить это явление влиянием спектра спутника на про-

М. А. АРАКЕЛЯН

филь линий главной звезды. Но Мельников показал, что раздвоение имеет место на всех фазах затмения (в частности на фазе I^d27 после минимума), поэтому от объяснения Моргана приходится отказаться. Как сообщается в недавней работе А. Бира и З. Копала [14], О. Струве приписывает образование линии Mg II 4481 фотосфере звезды В8 и считает причиной раздвоения стратификацию магния по широте звезды. Непонятен тот факт, что раздвоение обнаружено у двух линий, имеющих совершенно различное происхождение. Действительно, линия Mg II 4481 несомненно относится к спектру главной звезды. В то время как Fe II 4549 является одной из добавочных линий, обнаруженных И. Барни.

В 1954 г. А. Биру и З. Копалу [14] впервые удалось на пластинках, чувствительных к ближайшей инфракрасной области $\lambda\lambda$ 6700—8900Å, непосредственно наблюдать спектр второй звезды в системе Алголя. Снимки были сделаны на разных фазах затмения, в основном около минимума блеска. Исследование спектрограмм показало наличие линий Ca II 8498Å, 8542Å и 8662Å. Для эквивалентных ширин всех трех кальциевых линий были получены значения, очень близкие к интенсивностям соответствующих линий в спектре Солнца. Отсюда авторы делают заключение о том, что спутник в системе Алголя по своим спектральным характеристикам мало отличается от Солнца.

В последнее время А. Мельцеру удалось обнаружніь в спектре Алголя, полученном на 10 ї рефлекторе обсерватории Маунт Вилсон. линви звезды типа F. Длины волн этих линий не меняются с фазой затмения, так как это должно было быть в случае принадлежности их второму телу. Озсюда сделано заключение, что они принадлежат третьему телу системы [15].

Все полученные относительные и абсолютные элементы системы непосредственно зависят от степени потемнения дисков звезд. Как известно, определение коэффициента потемнения диска звезды является одной из труднейших проблем в исследовании затменно-двойных звезд. Более всего это относится к системам, в которых имеет место частное затмение

в главном минимуме. До самого недавнего времени не было сделано ни одной попытки определения коэффициента потемнения Алголя.

В 1942 г. З. Копал [5] решил кривую блеска, полученную усреднением наблюдений Стеббинса и Смарта. приняв для главной звезды x = 0.32 (на $\lambda_{eff} = 4500$ Å). Далее он вычислил фактор вращения, также зависящий от степени потемнения, и с помощью результатов Мак Лофлина определил относительные и абсолютные элементы системы Алголя (в том числе и некоторые данные, относящиеся к третьему телу). Однако, как было отмечено позднее Д. Шалонжем, Л. Диван и Г. Де Стробел [16], величина 0.32, принятая Копалом, занижена. Эти авторы впервые попытались опрелелить коэффициент потемнения Алголя, привлекая для этой цели спектрофотометрические исследования.

Необходимо отметить, что спектрофотометрическому исследованию затменных переменных посвящен целый ряд работ В. А. Крата [17] и его сотрудников. Кратом был разработан метод определения коэффициентов потемнения по колориметрическим наблюдениям. Однако в применении к случаю частного затмения этот метод дает неуверенные результаты.

В настоящей работе также сделана попытка использовать для определения коэффициента потемнения диска главной звезды системы Алголя результаты фотометрии непрерывного спектра. Поэтому на спектрофотометрических исследованиях этой системы мы подробнее остановимся в дальнейшем.

§ 1. НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ РЕЗУЛЬТАТЫ

Фотометрическое исследование непрерывного спектра Алголя произведено на основе 350 спектограмм Алголя и звезды сравнения (а Лиры), полученных на 10" афокальном рефлекторе АСИ-5 Бюраканской обсерватории с бесщелевым спектрографом [18].

Были использованы фотографические пластинки Ильфорд Зенит и Ильфорд НРЗ, которые проявлялись метол-

М. А. АРАКЕЛЯН

гидрохиноновым проявителем в течение 6—10 минут. Калибровка спектрограмм производилась посредством фотометрических шкал, полученных фотографпрованием а Лиры через сетчатые диафрагмы с различными площадями пропусканий. Диафрагмы насаждались на входное отверстие телескопа.

Звезда сравнения фотографировалась через днафрагму, ослабляющую ее яркость примерно на 2^m5, что дало возможность получать при равных выдержках примерно одинаковые почернения на спектрах а Лиры и β Персея.

Полученные спектрограммы были обработаны на саморегистрирующем микрофотометре Молля (в Отделе физики звезд ГАО АН СССР) с восьмикратным увеличением.

Фотографирование спектра а Лиры производилось через каждые 45—60 минут для определения атмосферного ослабления света. Благодаря этому мы имели возможность сравнивать снимки при разнице зенитных расстояний Алголя и звезды сравнения, не превышающей 5—6°. Поэтому вводившиеся нами поправки за атмосферное ослабление всегда были невелики. В результате обработки наблюдений а Лиры мы получили следующие значения коэффициентов прозрачности атмосферы в Бюракане (табл. 1).

Для вычисления относительных спектрофотометрических градиентов

$$g = -2.303 \frac{dlg \frac{I_{\lambda}(\beta)}{I_{\lambda}(\alpha)}}{d^{1}/\lambda}$$
(1.1)

мы строили сисгему условных уравнений вида:

$$X + Y \cdot {}^{1}/\lambda_{i} = \lg \frac{I_{\lambda i}(\beta)}{I_{\lambda i}(\alpha)}, \qquad (1.2)$$

решение которых способом наименьших квадратов дает величину Y, которая, очевидно, отличается от g множителем 2.303.

Были вычислены относительные спектрофотометрические градиенты Алголя в трех спектральных участках:

1/λ	3,155	3.115	3.077	3.040	3.003	2.959	2.915
Ρ.	0,300	0.324	0.406	0.419	0.446	0.461	0.473
JgP.	0,523	0.489	0.391	—0.378	0.351	0.336	0.325
1/).	2.882	2.841	2.801	2.755	2.519	2.481	2.421
Pa	0.487	0.503	0.528	0.545	0.616	0.626	0.648
IgPa	0.312	0.294	—0.278	0.264	0.210	0.204	0.188
1/λ.	2.364	2.320	2.252	2 · 203	2.141	2.022	1.990
Ρλ	0.661	0.673	0.389	0.705	0.716	0.736	0.738
ΙgΡλ	0.180	0.172	0.162	- 0.152	0.145	—0.133	0.132
$\frac{1/\lambda}{P_{\lambda}}$	1.944 0.775 —0.111	1.907 0.785 0.105	1,869 0,826 0,083	1.821 0.832 0.080	1.765 0.832 0.080	1.709 0.827 0.082	

λλ 3170—3650 Å (g_{uv}, 36 наблюдений), λλ 3970—4670 Å (g_{pg}, 167 наблюдений) и λλ 4950—5850 Å (g_{pv}, 46 наблюдений).

Кроме сцектрофотометрических граднентов, нами была построена средняя кривая блеска Алголя для ультрафиолетовой области спектра: λλ 3250—3650 Å.

В таблице 2 приведены результаты наблюдений.

Столбцы таблицы последовательно обозначают:

1. № — порядковый номер.

2. Ю. Д. — юлианская дата.

3. Фаза — по эпохе минимума, вычисленной согласно [19].

4. g_{uv} — относительный спектрофотометрический градиент в спектральной области λλ 3170 — 3650 Å.

5. gpg - то же в области λλ 3870-4670 Å.

6. gpv — то же в области лл 4950—5850 A.

7. m₅ — m_x — разность ультрафиолетовых звездных величин ³ Персея и α Лиры, с точностью до постоянной слагаемой. значение которой нами не было определено и появление которой связано с тем, что при снимках спектра α Лиры, как указывалось выше, применялась диафрагма (всегда одна и та же).

Tafauna 1

М. А. АРАКЕЛЯН

9

s

Ne	Ю. Д.	Фаза	Buy	Bpg	g _{py}	m ₃ -m _a
1	2	3	4	5	6	7
1	2434983,4590	0.P92855		-0.09		-0 ^m 03
2	983.4611	0,92904				-0.03
3	93.4632	0.93001		-0.24		-0.13
4	983.4646	0.93049				-0.11
5	983.4660	0.93097		-0.19		-0.10
6	983.4674	0.93146		1. 3		-0.19
7	983.4688	0.93194		-0.21		0.15
8	983.4695	0.93219				-0.03
9	983.4708	0.93267		0.25		0.12
10	983,4722	0.933!5				-0.10
11	983.4736	0,93364		-0.25		-0.13
12	983.4785	0.93533				0.06
13	983.4806	0.93603	- 08	-0.21		-0.04
14	983.4813	0.93630				-0.04
15	983.4827	0.93679		-0.21		-0.12
16	983.4896	0.93921				0.08
17	- 983.4917	0.93994		0,00		-0.02
18	983.4924	0.94018	-10			-0.07
19	983.4938	0.94066		-0,14		0.06
20	983,4991	0.94260				-0.06
21	983.5019	0.94357		- 0.15		+0.06
22	983.5033	0.94405				-0.02
:23	983.5061	0.94502	0.000	-0.17		0.03
24	983.5075	0.94551				+0,03
25	983.5102	0.94648		-0.16		+0.06
26	983.5116	0.94696				+0.07
27	983.5144	0.94793		1. C. C.		+0.06
28	983.5158	0.94841		+0.07		0.00
29	983.5179	0.94914	18-0	-0.14		+0. 0 6
30	983.5297	0.95326			1 -	+0.10
31	983.5333	0.95471		-0.14	1	+0.10
32	983.5359	0.95544			-	+0.12
33	983.5380	0.95616	1	- 0,66	1	+0.12
34	983.5408	0.95713		1.00		+0.14
				1		

					/	Тродолжение
1	2	3	4	5	6	7
35	2434983.5429	0 [°] 95786		-0.11		+0711
36	983.5456	0.95983				+0.30
37	986.4052	0,95541		+0.03		+-0.38
38	986.4034	0,95613				+0.38
39	986.4104	0,9. 686	1.	+ 0.03		+0.36
40	986.4118	0.95834				-+0.36
41	\$86.4146	0.95931				+0.32
42	986.4166	0.91004		+0.13		
43	986,4180	0.9(0 2				+ 0.37
44	986.4202	0.96125		-0.06		+0.36
45	986.4222	0,96198				+0.35
46	985,4334	0. 6585		-0.06		+-0.42
47	986.4348	0.96534				+0.37
48	986.4376	0,96730		-0.07		
49	986, 1388	0,96779			C	+0.39
50	986.4418	0.96874		-0.23		+0.44
51	986.4430	0.96924		i	1.00	+0.48
52	986.4458	0.97021		-0.10		+0.42
53	986.4480	0.97094				+0.52
54	986.4638	0.97651		-0.01		+0.57
55	986.4666	0.97742				+0.68
56	986.4702	0.97869		+0.14		+0.79
57	986.4730	0.97966	1		-	03.0÷
-58	98C.4756	0.98.62	n	+0.09		+0.82
59	986.4784	0.98159				+0.86
60	986,4930	0.98668		+0.12		02.0+
61	986.4958	0.93765			-	+0.98
62	986.4986	0.98862		+0.12		→ 0.90
63	983.5014	0.98959				+0.91
64	986.5012	0,99055		-0.01		+0.96
65	986.5070	0.99152				+0.86
66	986,5104	0. 9273		+0.20		+1.08
67	986.5138	0.99335				+0.98
68	986.5174	0.99516		+0.12		+1.0
69	986,5202	0.99612				+0.92

М. А. АРАКЕЛЯН

					Π	родолжение
1	2	3	4	5	6	7
70	2434986.5250	0,599782		+0.31		+1 ^m 14
71	986.5284	0,99903			100-	+1.22
72	986.5320	0.00024		+ 0.20		+1.11
73	985,5354	0.00145		-		+1.12
- 74	936,5338	0.00267		+0.19		+1.18
75	986.5124	0.00338				+1.06
76	\$86.5458	0.0 509		+0.03		+1.08
77	\$89.2875	0.96125		0.02		
78	989.2859	0.96173		0.00		
79	989.2910	0.96246		-0.20		
80	989.2330	0.96319		-0.18		
18	989.2944	0,96367		-0.22	1	
82	959.3039	0.96803		- 0.28		
83	989.3118	0.96973		-0.11		
84	989.3167	0.97142		+0.02		
85	989.3208	0.97287		+0.03		
86	989. 3 375	0.97869		-0.01		
87	989.3424	0.98033		+0.09		-
88	989.3486	0.58256		-+-0.04	_	
89	989.3535	0.98425		+0.07		
90	989.3590	0.93 19		+0 07		
91	989.3687	0.98959		+0.33		
92	989.3743	0.99152		+0.34		
93	989.3789	0.99346		+0.38		
94	939.3261	0.99564		+0.37		
95	989.3986	0.00000		+0.32		+1.12
96	989.4021	0.00121				+1.26
97	989.4048	0.002:8		+0.32		+1.40
98	989.4076	0.00315				+1.21
99	989.4104	0.03412		+0.29		+1.14
100	989.4132	80 00.0				+1.18
101	989.4167	0.0 '603	1	+0.21	-	+1.10
102	989.4222	0.00823	9 -		-	+1.18
103	989.4347	0.01259		+0.10		+1.06
104	989.4358	0.01332	-			+1.02
		and the second se		J	-	

				-	П	родолжение
1	2	3	4	5	6	7
105	2434989.4396	0 ⁹ 01429		+0.06		-+1 ^m 01
106	989,4430	0.015.0	1 - 1			+0,98
107	989,4451	0.01622		+0.17		+0.94
103	959.4493	0-01768	-		-	+0.94
109	989,4514	0.0184J		+0.14	177	+0.92
110	989,4:55	0.01986			2	+0.80
111	989,4701	0.02495		+0.10		+0.68
112	989.4729	0.02591				
113	989.4757	0.02688		+0.10		+0.54
114	989,4785	0.02785				+0.65
115	989.4819	0.02906		-+0.03		+0.61
116	989,4826	0.02955				0.40
117	989.4986	0.03486		0.00		+0.34
118	989.5007	0.03560				+0.32
119	989.5048	0.03703		_0.06	A 1.	+0.13
120	989.5069	0.03778				+0.11
121	989.5097	0.03875		-0.93		+0.22
122	989.5118	0.03948				+0.23
123	989.5146	0.04045		-0.11		+0.24
124	989.5201	0.04238		-0.07		+0.13
125	992.28£0	0.00702		-0.09		
126	992.2902	0.00348		+0.11	1.14	
127	992.2965	0.01066		-0.03	1.00	
128	992,3020	0.01259		-0.06		
129	992.3069	0.01429		+0.03	-	
130	992.3215	0.01938				+0.78
131	992.3256	0.02083		+0.02		
132	9.)2,3291	0.02204		1		+0.99
133	992.3319	0.02301		0.00	-	
134	\$92.3334	0.02349				+0.89
135	992.3374	0.02195		-0.14		
136	992.3388	0.02543		-		-0.80
137	992.3513	0.02979		-0.12		+0.49
138	992.3527	0.0.027				-+-0.41
139	992.3555	0.03124		_0.07		+ 0, 10

М. А. АРАКЕЛЯН

			Продолжение			
1	2	3	4	5	6	1 7
140	2434932.3569	0P03173	1	1	-	+ 040
141	992.3503	0.03294		-0.08		+0.44
142	992.3517	0.03342	1.1	1 1		+0.44
143	992.3652	0.034 3		-0.19		+0.44
144	992,3606	0.03512	-	-		+0.39
145	992.3791	0.03948	1	- 0.18	1	+0.40
146	992.3812	0.04020				+0.16
147	992.3833	0.04033		-0.16	10	+0.14
148	992. 384 6	0.01142		1		+0.03
149	992.3891	0.04266		-0.17		+0.08
150	992.3895	0 04311				+0.03
151	9.)2.3916	0.01384		-0.20	-	+0.08
152	992.3944	0.04481	20			+ 0.02
153	992.4018	0.01814		-0.i2		+0.07
154	992.4062	0.04392			-	÷0.05
155	992.4152	0.05207		0.03	-	-0.02
156	992.4173	0.05218				-0.02
157	992.4263	0.0-595		-0.09		-0.07
158	992.4277	0.05643				0.02
159	\$92.4444	0.03224		+0.01		0.04
160	972.4458	0.0F273				-0.16
161	992.4518	0.06583		-0.10		0.03
162	992.456.	0.06533				-0.12
163	932.4631	0.06878		+0.05		-0.12
164	992.4652	0.03951				-0.12
165	932.4736	0.07242	11	+0.02		-0.17
166	992.4749	0.07290	11 14			-0.10
167	038.3349	0.91717		+0.04	-0.05	
168	003.3691	0.918:2	110	+0.06	0.00	
169	008,3767	0.92129		-0.15	+0.42	
170	003.3850	0.92419		- 0.22	+0,11	
171	008.3934	0,92710		+0.10	+ 0.17	
172	008.4010	0.92976	100	- 0.20	+0.14	
173	038.4107	0.93315	-	+0.08	+0.01	
174	CO8, 4198	0.93630	-	-0.29	+0.05	-0.10

ſ

		1			/	Тродолжение
1	2	3	4	5	6	7
175	2435078,4218	0P93703				- 0 ^m 05
176	003.4302	0.93994	1.1.1	-0.26	+0.01	-0.05
177	008.4323	0,94064			1	- 0.03
178	003,4113	0,94351	4	-0.30	-0.03	-0.05
179	003.4427	0.94430	-			-0.01
180	CO8,4510	0.94720		_0.16	+0.01	+ 0.03
181	008.4531	0.94793		1.1		+0.02
182	003.4621	0.95103		-0.15	+0.27	-+-0.05
183	003.4642	0.95180	-			+0.03
184	003.4598	0.95374		-0.18	+ 0.07	+0.19
185	CO3.4725	0.95471				+0.18
186	CO3.4753	0,95568		+0.06	+0.09	+0.24
187	008,4781	0.95665				+0.25
188	0,8,4816	0.95786		-0.05	+0.02	+0.26
189	008.4843	0.95883				+0.30
190	008.4871	0.95980	-	-0.05	+0.17	+0.27
191	008.4899	0.96076				+0.30
192	0.)8.4934	0.96198		0.02	+0.14	+0.33
193	008.4962	0.96294	105			+0.38
194	008.5024	0.96512		-0.12	+0.31	+0.35
195	003.5059	0.96634				+0.42
196	008.5093	0,96755		-0.13	+0.40	-÷0.41
197	008.5128	0.96876				+0.42
198	008.5163	0.96993		+0.13	+0.36	+0.46
199	003.5191	0.97034	1			+0.42
200	008.5225	0.97215		+0.10	+0.15	+0.51
201	008.5260	0.97336				+0.56
202	008.5302	0,97481		+0.15	+0.42	+ 0.60
2 03	008.5337	0.97602				+0.57
204	008.5392	0.97796		+0.21	+0.41	+0.86
205	008.5491	0.97964	-			+ 0.82
206	008.5475	0.98087		+0.04	+0.41	+0.86
207	038.5517	0.98232				+0.83
203	008.5552	0.98354		+0.02	+0.50	+0.93
203	003.5600	0.98523	*			+0.96

М. А. АРАКЕЛЯН

					T	[Тродолжение
-	1	2	3	4	5	6	7
	210	2435011, 2947	0.293897		+0.07	-0.12	
	211	011.2361	0,93945	0.43	4.00		-
	212	011.2079	0.94357		-0.19	-0.14	
	213	011.3100	0.94430	-0.51			1.0
	214	011.3204	0.94793		+0.05	-0.20	-+-0 ^m 16
	215	011.3246	0.94938	0.28			+0.16
	216	011.3364	0.95350		+ 0.09	+0.0)	+0.22
	217	011.3398	0.95471	-0.31			+-0.22
	218	011.3530	0.95931		+0.05	+0.18	+0.34
	219	011.3572	0.96076	-0.30			+0.28
	220	011.3690	0.96488	1	+0.13	-0.03	+0.38
	221	011.3732	0.96634	-0.22			+0.36
	222	011.3861	0.97094		+0.12	+0.15	+0.39
	223	011,3398	0.97215	-0.16			+0.47
	224	011.3940	0.97360			+0.22	+0.41
	225	011.3968	0.97457	-0.34			+0.45
	226	011.4058	0.97772		+0.30	+0.48	+0.85
	227	011.4033	0.97893	-0.12			+0.77
	228	011.423%	0.98402		+0.28	+0.64	+0.75
	229	011,4280	0.98547	-0.01	-		+0.86
	230	011.4323	0.98716		+0.49	+0.72	+0.85
	231	011.4378	0.93886				+0.88
	232	01:.4537	0.99443		+0.05	+0.27	+1.17
	233	011,4600	0.99661	-0.21			+1.09
	234	011.4655	0.99855		+0.34	+0.56	+1.21
	235	011_4701	0.00024	-0.22	1		+1.12
	236	011.4746	0.00170		+0.14	+0.58	+1.04
	237	011.4809	0.00388	-0.26			+1.05
	238	011.4864	0.00581		+0.09	+0.69	+1.11
	239	011.4912	0.00751	-0.07	-	1.11	+1.00
	240	011.4982	0.00993		-0.12	+0.47	+0.89
	241	011.5030	0.01163	-0.38			+0.92
	242	011.5100	0.01405	*	+0.03	+0.27	+0.76
	243	011.5148	0.01574	-0.31		-	+0.76
	244	011.5197	0.01744		+0.11	+0.20	+0.71
							a second s

				-	/	Продолжение
1	2	3	4	5	6	7
245	2435011.5239	0°01889	-0.11			+0 ^m 62
246	011.5280	0.02034		+0.02	+0.26	+0.65
247	011.5322	0.02180	-0.38		1.4	+0.71
248	011.5357	0.02301		+0.11	+0.12	+0.70
249	011.5397	0.02422	_0.36			+0.60
250	011,5433	0.02567	1.15	+0.11	- ·0.42	+0.62
251	017.2030	0.99952		+0.03		
252	017.2079	0.00121		+0.30		
253	017.2176	0.00460		+0.28		-
254	017.23 6	0.01017		+0.10		_
255	017.2419	0.01308		+0.05		
256	017.2495	0.01574		+0.05		-
257	017.2683	0,02228		-0.02		
258	017.2752	0.02470	· · · ·	0.05		
259	017.2821	0.02713		-0.10		
260	017.2884	0.02931	· · · ·	+0.06		
261	017.3051	0.03512		+0.03		+0.46
2 62	017.3086	0.03633	-0.51			+0.41
263	017.3120	0.03754		-0.03		+0.45
261	017.3155	0.03875	-0.25			+0.38
265	017.3183	0.03972		+0.02		+0.34
266	017.3218	0.01093	0.38			+0.40
267	017.3245	0.04190	1.1	-0.03		+0.35
268	017.3266	0.04263	-0.46			+0.25
269	017.3412	0.04771		+0.14		+0.27
270	017.3147	0.04892	-0.19		100	+0.07
271	017.3544	0.05231		+0.16		+ 0.10
272	017.3565	0.05:04	-0.36			+0.12
273	017.3593	0.05401	4	+0.18		- 0.08
274	017.3620	0.05498	-0.37			+0.08
275	017.3648	0.05595		+0.18		+0.05
276	C17.3669	0.05667	-0.29			+0.03
277	017.3829	0.06224		0.09		+0.03
278	017.3850	0.06297	-0.36			+0.01
279	017.3584	0.06418	-	+0.05		+0.05
	1 1					

2-462

2 L C-411

М. А. АРАКЕЛЯН

				-		Продожение
1	2	3	1 4	5	6	7
280	2435017 3898	0 ^p 06467	19		1	_0 ¹⁰ 02
281	017.3933	0.06588		+0.05		+0.07
282	017.3954	0.03660	- 0.16	100		0.00
283	017.3975	0.06733		+0.10		-0.04
281	017.3995	0.06803	0.11	-		-0.12
285	017.4058	0.07024		-0.15		-0.05
286	017.4079	0.07096	0.16			- 0.06
287	017.4162	0.07387	1	-0.12		-0.06
288	017.4183	0.07460	-0.39			-0.12
289	017.4204	0.07532		-0.09	1 C	
290	017.4218	0.07552	-0.11			2.1
291	0 7.4245	0.07581		-0.01		
292	017.4259	0,07678	-0.25			1
293	017.4287	0.07726	0.00	-0.15		
294	017,4301	0.0/823	0.39	1	•	

По 241 отсчету разности ультряфиолетовых звездных величин Алголя и Веги, приведенному в таблице 2, и былапостроена кривая блеска Алголя в затмении. Эти наблюдения были собраны в 21 нормальную точку. фиксирующуюнисходящую и восходящую ветви кривой. Они приведены в таблице 3 вместе с вероятными ошибками каждой нормальной точки и иллюстрируются рис. 1.

Мы уже упоминали, что эпоха минимума взята нами из вычислений, согласно [19]. Как видно из таблицы 3 и рис. 1, наилучшего совпадения восходящей и нисходящей ветвей можно добиться, полагая, что минимум блеска имеет место на 0.00097 раньше вычисленного. Уменьшив все фазы из таблицы 3 на указанную величину, мы объединили обе ветви кривой блеска, зафиксировав ее, таким образом, одинадцатью нормальными точками, приведенными в таблице 4 и на рисунке 2.

Далее нами были построены кривые изменения спектрофотометрических градиентов guv, gpg и gpv с фазой _____ Таблица З

После исправления вычисленных фаз на 0.900097 наблюдения, расположенные на нисходящей и восходящей ветвях, были соответственно объединены в нормальные точки, приведенные в таблицах 5, 6 и 7. Данные этих таблиц нанесены на рис. 3, *a*, *б*, *в*.

затмения.

Интересно сравнить наши наблюдения хода градиентов guv и gpg с аналогичными наблюдениями Д. Барбье и Д. Шалояжа [20]. Для наглядности на рис. З нанесены и результаты этих исследователей.

Как видно из этого рисунка, изменение ультрафиолетового градиента с фазой затмения в обоих случаях очень невелико.

зой затмения в обонх случаях очень невелико. Ход спектрофотометрического граднента g_{pg}, полученный нами, отличается от полученного Д. Барбье и Д. Шалонжем, в основном, большей глубиной минимума. Разница между градиентом системы вне затмения и в минимуме блеска получилась у этих авторов равной 0.13, в то время как, согласно нашим наблюдениям, она равна 0.245.

В качестве контроля мы воспользовались результатами шестицветной фотометрии Д. Стеббинса и А. Уитфорда [21].

r		£	
H		٠	
п	-1		

_				• •
№	Фаза	n	$m_{\beta} - m_{\alpha}$	ď
1	0 ^P 93122	11	0""112	+0.008
2	0.93800	n	0.061	6
3	0.94454	п	+0.001	12
4	0.95035	11	0.096	16
5	0.95689	16	6.237	17
6	0.96343	20	0.358	6
7	0.97094	12	0.458	10
8	0.98014	14	0,736	24
9	0.98692	13	0,896	11
10	0.99685	9	1.090	24
11	0.00097	9	1.173	18
12	0.00557	9	1.100	13
13	0.01477	12	0.916	21
14	0.02180	10	0,739	23
15	0.02858	11	0,530	29
16	0.03560	п	0.358	22
17	0.01045	13	0.250	20
18	0.04602	8	0.088	18
19	0.05570	10	+0.016	14
20	0.06442	10	-0.023	16
21	0.07096	10	0.095	9
		1		



		Tað	лица 4
Ne	Фаза		п
1	0,"00000	+1 ^m 173	9
2	0.00136	+1.095	18
3	0.0:405	+0.905	25
4	0.02083	+0.737	24
5	0.02930	+0.495	23
6	0.03651	+0.358	31
7	0,04190	+0.243	29
8	0.04795	+0.092	19
9	0.05516	+0.010	21
10	0.0:321	0.013	21
11	0.06975	-0.104	21

Таблица э

₩	Фаза	Фаза g _{uv} п		ď
1	0 ^p 0 '242	-0.231	3	± 0.009
2	0.01792	-0-227	9	33
3	0,03609	-0.304	6	35
4	0.04820	-0.318	5	29
5	0.06128	-0.288	8	35
6	0.07266*	-0.260	5	38

Таблица	6
---------	---

Ne	Фаза	gpg	n	3
1	0?00581	+0.166	30	+0.017
2	0.01647	+0.107	20	17
3	0.02640	+0.028	26	14
4	0.03324	0.070	42	11
5	0.05643	-0.087	25	20
6	0.03878	-0.080	17	21
7	0.07847*	-0.079	7	26

* Фаза первого контакта: 0.073385.



Рис. 3.

Кривые изменения спектрофотомегрических градиентов: (а)-guv. (б)-gpg. (в)-gpv. Полные кружки изображают наблюдения автора, пустые-наблюдения Д. Барбье и Д. Шалонжа.

			-	Таблица	7
Ng	Фаза	gpv	n	σ	_
1	0 ^p 00363	+0.576	4	±0.028	
2	0.01502	+0.460	7	47	
3	0.02422	+0.365	8	30	
4	0.03318	+0.227	6	46	
5	0.04190	+0.116	4	22	
6	0.05135	+0.011	7	40	
7	0.06442	+0.026	5	28	
8	0.07823*	+0.056	5	26	

Фаза первого контакта: 0^р073335.

Последние определили блеск Алголя в шести цветах на двух фазах-около минимума блеска и через половину периода после этого-и получили следующие результаты:

<u>к</u> Фаза	3543Å	4219Å	4878Å	5714Å	7194Å	10309Å
21 ^h 44 ^m	1 ^m 028	-0 ^m 342	+0."012	+0 ^m 312	+0 <mark>.</mark> ≊678	+1. ^m 025
0 ^h 32 ^m	+0.238	+0.890	+1.172	+1.417	+1.690	+1.917
Разность	1.266	1.222	1.160	1.105	1.012	0.892

С помощью приведенных данных можно вычислить изменения градиента между этими двумя фазами в спектральной обласн λλ 4219—4878А, которая мало отличается от области, для которой определяется наш градиент дря и граднент ф. Барбье и Шалонжа. Таким образом мы получилк:

$\Delta g = 0.18$.

Надо отметить, что разность граднентов между минимумом и моментом, предшествующим началу затмения (а нами определялась именно эта величина), будет больше, чем 0.18. Действительно, рядом авторов [22, 23], и в том числе Д. Холлом [6] для Алголя, показано, что величина эффекта отражения увеличивается с длиной волны; благодаря этому явлению наблюдаемый цвет системы в максимуме блеска

будет краснее, чем в момент начала затмения. По нашим приближенным подсчетам учет этого явления увеличит приведенное выше значение на 0.02.

Таким образом, из результатов Стеббинса и Уитфорда следует, что разность градиентов в минимуме блеска и вмомент начала затмения не менее чем 0.20. Отсюда следует, что полученная Д. Барбье и Д. Шалонжем величина 0.13 занижена, и наши результаты—0.245—по крайней мере ближе к результатам фотоэлектрических измерений, чем полученные этими авторами.

Что касается наших наблюдений в спектральной области $\lambda\lambda$ 4950—5850Å, то не исключена возможность наличия в них систематических ошибок, так как дисперсия спектрографа в этой области очень невелика. Вероятно, что абсолютная величина приведенных относительных спектрофотометрических градиентов g_{pv} систематически завышена, что поведет к увеличению наблюдаемой глубины минимума в ходе градиента.

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТЫ

Для определения относительных элементов орбиты комбинированная кривая блеска, полученная из наблюдений Стеббинса и Смарта, была решена способом, разработанным В. А. Кратом [24]. Этот способ имеет перед классическим методом Ресселя следующие преимущества:

а) использование всей кривой блеска для определения элементов k и а₀,

б) отсутствие полуэмпирических функций,

в) использование той же функции для определения "U" и "D"-систем элементов.

Выше мы упоминали, что З. Копал [5] решил усредненную им кривую блеска, принимая для коэффициента потемнения главной звезды величину 0.32, что не было, однако, обосновано. Кроме того, при вычислении элементов орбиты Копал считал, что постоянная эллипсоидальности системы Алголя равна нулю. Это предположение также совершенно необосновано, так как Стеббинс и Смарт получили для коэф-

фициента эллипсоидальности соответственно 0.0136 и 0.0027. Следует отметить, что наблюдения Д. Холла [6] на эффективной длине волны λ_{eff} =8660А привели к величине постоянной эллипсоидальности, равной 0.0074. Эту величину можно считать независимой от длины волны. поэтому естественнее всего принять для этого коэффициента среднее из результатов Стеббинса, Смарта и Холла.

Для глубины вторичного минимума две упомянутые выше фотоэлектрические кривые блеска [2, 3] дают очень близкие значения, поэтому можно принять для нее, как и в работе Копала, среднее значение, равное 0.036.

Таким образом, для определения элементов системы Алголя мы решаем комбинированную кривую блеска, принимая, при этом. коэффициент отражения равным 0.0150, коэффициент эллипсоидальности 0.0079, и ректифицированную глубину вторичного минимума — 0.036.

Таблица 8 иллюстрирует наблюдательные данные о кривой блеска в главном минимуме и ее ректификацию. В первой графе приведены порядковые номера нормальных точек, во второй и третьей — фаза, в четвертой — разность звездных величин на данной фазе и на фазе $\frac{\pi}{2}$, в пятой ректифицированный блеск системы, в шестой — приведенный угол $0^{\prime*}$. В седьмой н восьмой графах приведены отклонения вычисленного блеска от наблюдаемого для "U" и "D"-решений.

Ректификация кривой блеска за эффект эллипсоидальности производилась в звездных величинах вычитанием из наблюдаемой звездной величкны значения ү(m)Cos³⁰, где ү(m) значение постоянной эллипсоидальности, выраженное в звездных величинах. Это вполне допустимо ввиду малости с.

Далее производилась ректификация за эффект отражения по формуле:

* Приведенный угол 0' вычислялся согласно соотношению:

 $\sin^2\theta' = \frac{\sin^2\theta}{1 - z \cdot \cos^2\theta}$

М. А. АРАКЕЛЯН

							aomaga D
20	Фаза	0	Δm	l _{rect}	0'	[/ ₀ / _c] U	$[l_0 - l_c]_D$
1	0,200038	0°08'.4	1 "214	0.3543	0°03′.6	-0.0002	-0.0015
2	0.00446	1 36.4	1.180	0.3646	1.37.0	+0.0025	+0.0014
3	0.00825	2 58.8	1.116	0.3849	3 00.2	÷0.0014	+0.0035
4	0.01269	4 34.2	1.033	0.4132	4 36.4	+0.0010	+0.0022
5	0.01594	5 44.4	0.950	0.4435	5 47.1	+0.0007	+0.0028
6	0.01852	6 40.2	0.886	0.4687	6 43.4	0.0010	0.0013
7	0.02176	7 49.8	0.794	0.5076	7 53.5	+0.0017	+0.0039
8	0,02493	8 58.8	0.703	0.5484	9 03.0	+0.0044	+0.0064
9	0.02903	10 28.2	0.613	0.5937	10 33.1	-0.0015	_0.0003
1)	0.03305	11 54.0	0.518	0.6452	11 59.5	-0.0004	+0.0013
ы	0.03564	12 49.8	0.459	0.6795	12 55.6	+0.0009	+0.0004
12	0 03916	14 06.0	0.393	0.7202	14 12.4	-0.0022	-0.0034
13	0.04254	15 19.2	0.327	0.7634	15 26.2	0.0005	-0.0020
14	0.01599	16 33.6	0.262	0.8037	16 41.0	+0.0044	+0.0017
15	0.05060	18 13.2	0.196	0.8573	18 21.3	+0.0018	+0.0030
16	0.05583	20 06.0	0.138	0.9028	20 14.8	-0.0050	-0.0003
.17	0.06005	21 37.2	0.092	0.9395	21 46.5	0.0019	+0.011
18	0.06388	23 00.0	0.056	0.9701	23 09.8	-0,0020	+0.0070
19	0,06998	25 12.0	0,027	0.9954	25 22.4	0.0041	+ 0.0056

$$rect = \frac{l_{obs} + b(1 + \cos\theta)}{1 + b},$$

где *b*=0.0150.

Учитывая незначительность эффекта эллипсоидальности, можно без большой погрешности проводить решение, соответствующее случаю шарообразных звезд.

Разделив ветвь минимума на 10 частей и определив для каждой точки соответствующее значение θ' , мы нашля значение функции $\chi(k, \alpha_0)$, которая является основной в используемом методе В. А. Крата: $\chi(k, \alpha_0) = 0.973$. Графическое решение уравнений:

$$\chi(\mathbf{k}, \alpha_0) = 0.973 \text{ H} \ \alpha_0 = 0.6457 \div \frac{0.036}{\mathbf{k}^3}$$
(2.1)

дает:

$$\alpha_0 = 0.693, \quad k = 0.872 \quad (D \rightarrow M).$$

Далее получаем:

$$i = 8^{+2}56'; r_f = 0.238; r_b = 0.208; L_b = 0.932; L_f = 0.068.$$

Для вычисления элементов в случае гипотезы "D* необходимо обратить первое из уравнений (2.1) с помощью таблиц. соответствующих этому случаю [25]. Во втором уравнении k² заменяется обобщенной функцией Q(k, a'). Графическое решение уравнений:

$$\chi(\mathbf{k}, \mathbf{a}_0') = 0.973$$
 и $\mathbf{a}_0' = 0.036 + \frac{0.6457}{Q(\mathbf{k}, \mathbf{a}_0')}$

приводит к: а = 0,682 и k = 0.990 (М→Б); далее получаем:

$$i = 81^{\circ}40'$$
; $r_b = 0.241$; $r_f = 0.239$; $L_b = 0.950$; $L_f = 0.050$.

Интересно сравнить результаты наших вычислений с результатами, полученными другими авторами для той же ллины волны. В таблице 9 первая графа содержит элементы.

Элементы		Стеб- бинс	Шэп- лн	Стеббинс	Смарт	Автор
Отношение диамстров ком- понент	k	0.88	0.915	0.85	0.85	0,872
Площадь яркой звезды, за- темненная в минныуме	30	0.711	0.703	0.700	0.613	0.693
Относительная светимость яркой звезды	L	0.898	0.507	0.925	0,948	0.932
Относительная светимость слабой звезды	Lr	0.102	0.093	0.075	0.052	0,068
Собственная светимость спут- ника	L,-2b	0.058	0.049	0.045	0.022	0.038
Отношение поверхностных яркостей	J _f /J _b	0.088	0.086	0.059	0.040	0.055
Раднус яркой звезды	Th	0.210	0.208	0.207	0.206	0.205
Раднус слабой звезды	T,	0.236	0.228	0.244	0.242	0,238
Склонение плоскости ор- биты	1	82°18'	83'02'	81°50'	81°15′	81°56′
Постоянная эллиптичности	z	0.000	0.000	0.027	0.005	0.016
Продолжительность затмения	t	9 ^h 48 ^m	9 ¹¹ 36 ^m	9 ^h 40 ^m	9 ^h 34 ^m	9 ^h 42 ^m

Таблица 9

М. А. АРАКЕЛЯН

полученные Стеббинсом [1] по своим наблюдениям 1910 г., вторая—результаты обработки этих наблюдений, выполненной Шэпли [4], третья—решение Стеббинсом [2] кривой блеска, полученной им в 1920 г. (использованной при наших вычислениях), четвертая—решение кривой блеска, полученной Смартом [3] (оно взято нами из работы [6]) и пятая—элементы, полученные нами для гипотезы "U*.

Элементы орбиты Алголя для гипотезы "D" были вычислены Шэпли [4]. В следующей таблице 10 мы приводим для сравнения элементы, полученные Шэпли и нами.

Из таблиц 9 и 10 видно, что элементы орбиты Алголя, полученные нами методом В. А. Крата, в общем мало отличаются от элементов, полученных другими авторами. Теоретические кривые блеска, вычисленные по нашим элементам, достаточно хорошо представляют наблюдаемую кривую.

Ниже мы сделаем попытку оценить коэффициент по-Таблица 10

Элементы		Шэпли	Автор
Отношение диаметров компонент	k	0.951	0.990
Потеря блеска главной звезды в минимуме	a ₀	0.695	0.682
Относительная светимость яркой звезды	Lb	0.926	0.950
Относительная светимость слабой звезды	L	0.074	0.050
Собственная светимость спутника	L ₁ -2b	0.030	0.020
Отношение поверхностных яркостей	JI/Jb	0.038	0.053
Радиус яркой звезды	rb	0.241	0.241
Раднус слабой звезды	Tf	0.229	0.239
Склонение плоскости орбиты	i	82°35′	81°40'
Постоянная эллиптичности*	z	0.000	0.010*
Продолжительность затмения	t	10 ^h 20 ^m	10 ^h 34 ^m

* Вычислена согласно выведенной В. А. Кратом [26] формуле:

 $z_{\rm D} = \frac{5}{8} z_{\rm U}$.

темнения главной звезды, после чего и приведем окончательную систему относительных и абсолютных элементов орбиты.

§ 3. РЕШЕНИЕ УЛЪТРАФИОЛЕТОВОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА

Представляет интерес сравнение кривых блеска, относящихся к спектральным областям, расположенным по разные стороны от бальмеровского скачка. Для этой цели мы воспользовались построенной нами ультрафиолетовой кривой блеска Алголя в главном затмении.

Однако для точного решения кривой блеска необходимо знать величины эффектов отражения и эллипсоидальности компонент, которые, как известно, определяются по частям кривой блеска, расположенным вне главного и вторичного затмений. Но, как известно из данных фотоэлектрических наблюдений [2,3], эти эффекты у Алголя настолько малы, что едва ли можно было бы определить их из наших фотографических наблюдений достаточно надежно. Действительно, более или менее уверенные значения этих коэффициентов для β Персея, так же как и вторичный минимум на кривой блеска, были получены только лишь после внедрения фотоэлектрического метода.

Что касается глубины эторичного минимума, то можно уверенно считать, что его величина для ультрафиолетового излучения после ректификации будет очень близка к нулю. Действительно, как мы видели в предыдущем параграфе, относительная светимость спутника на длине волны 4500\AA не превышает 0.068 (величина, соответствующая "U"-решению). Вероятно, что она еще меньше, ибо в этой области спектра заведомо x > 0.

Далее, как показала работа А. Бира и З. Копала [14], вторичная звезда в системе Алголя по спектральному классу очень близка к Солнцу. (Это подтверждается также относительной светимостью компонент). Из распределения энергии в спектре Солнца [27] легко вычислить, что излучение единичного интервала длин волн в области 3500Å меньше такового у 4500Å более чем в два раза. Что касается излучения главной звезды, то оно при переходе к ультрафиолетовой области вероятно уменьшится незначительно [28]. Поэтому можно считать, что глубина вторичного минимума в этой области будет практически близка к нулю.

Величину коэффициента эллипсоидальности, как и в предыдущем случае, можно принять равной 0.079.

Для вычисления элементов орбиты со сглаженной кривой блеска, изображенной на рис. 2, было снято 16 точек, для которых приведены порядковые номера, фазы и наблюдаемые разности звездных величин в первых трех графах таблицы 11. В четвертой графе приведены звездные величины, ректифицированные за эффект эллипсоидальности компонент, в пятой—ректифицированный блеск системы в долях блеска, соответствующего фазе 25°06.'6, в шестой — приведенные фазы. Седьмая и восьмая графы иллюстрируют представление кривой блеска "U" и "D"-решениями.

	Ta	блица	Π
--	----	-------	-------

₩	0	$m_{\beta}-m_{a}$	∆m _{rect}	l _{recr}	0'	$[l_{o} - l_{c}]_{U}$	$[l - l_c]_D$
1	0.000	1.0173	1	0.3090	0 00'.0	L_0.0013	-0.0051
2	1 44.6	1.097	1.199	0.3314	1 45.4	+0.0103	+0.0073
3	3 29.3	0.992	1.094	0.3651	3 31.0	+0.0183	+0.0158
4	5 13.9	0.883	0.958	0.4036	5 16.3	+0.0150	+0.0132
5	6 58.5	0.766	0.868	0.4495	7 01.8	+0.0084	+0.0068
6	8 43.1	0.647	0.750	0.5012	8 47.2	0.0000	-0.00.2
7	10 27.8	0.523	0.626	0.5618	10 32.8	-0.0034	0.0064
8	12 12.4	0.406	0:509	0.6258	12 18.0	-0.0046	0,0097
9	13 57.0	0.295	0.395	0,6924	14 03.3	-0.0034	-0.0107
10	15 41.7	0.196	0.299	0.7593	15 48.8	-0.0003	0.0037
11	17 26.3	0.106	0.209	0.8249	17 34.0	+0.0070	+0.0010
12	19 10.9	0.033	0.136	0.8819	19 19.3	+0.0076	+0.0018
13	20 55.5	-0.022	0.033	0.9230	21 04.8	+ 0.0002	+0.0015
14	22 19.2	-0.052	0.054	0.9515	22 28.6	-0.0016	+0.0003
15	23 42.9	-0.081	0.023	0.9790	23 53.0	-0.0034	+0.0054
16	25 06.6	-0.104	0.000	1.0000	25.17.0	+0.0010	+0.0104
	1						

Таким образом, не производя ректификации за эффект отражения, мы определяем элементы системы Алголя по кривой блеска. ректифицированной только за эффект эллипсоидальности компонент. При этом мы принимаем блеск системы равным единице не на фазе $\frac{\pi}{2}$, как обычно, а в момент начала затмения. Но так как эффект отражения у Алголя вообще мал, то можно надеяться, что ошибка, вводимая изза этого уклонения от правила, будет невелика.

Решение ультрафиолетовой кривой блеска Алголя привело к следующим двум системам элементов:

Таблица 12

	k	a, a,	i	r _b	r _f	L _b	Lf
U D	0.860 0.992	0.691 0.691	81°41′ 81°41′	0.207 0.238	0.241 0.240	1.000	0.000

Для сравнения с полученными элементами была решена также кривая блеска, заданная таблицей 8, ректификация которой в этом случае произведена так же, как и в случае ультрафиолетовой кривой. В таблице 13 приведены данные о кривой блеска, взятые из таблицы 8 (первые три графы). В четвертой графе приведен ректифицированный за эффект отражения блеск системы в единицах блеска в момент начала затмения, в пятой и шестой — представление наблюденной кривой "U" и "D"-решениями.

Результаты решения этой кривой приведены в таблице 14.

Сравнивая таблицы 12 и 14, мы видим, что имеет место систематическое расхождение между "U" и "D"-решениями, полученными по ультрафиолетовой кривой блеска, п таковой на эффективной длине волны $\lambda = 4500$ Å.

Можно утверждать, что разница между геометрическими элементами, вычисленными по кривым блеска в двух достаточно близких спектральных областях, обусловлена только разницей в коэффициентах потемнения в этих участках. Действительно, наклон плоскости орбиты не должен

М. А. АРАКЕЛЯН

Таблица	13
---------	----

Ne	0'	Δm	∆m _{rect}	L _{rect}	[10-1c]U	[/ ₀ / _c] _D
1	0 08'.6	1."214	1,186	0.3358	0.0007	0.0032
2	1 37.0	1.180	1.151	0.3464	+0.0019	0.0007
3	3 00.2	1.116	1.037	0.3674	+ 0.0042	+0.0032
4	4 36.4	1.033	1.004	0.3967	+0.0037	+0.0003
5	5 47.1	0.950	0.921	0.4281	+ 0.0013	+0.0014
6	6 43.4	0.886	0.857	0.4541	-0.0003	-0.0001
7	7 53.5	0,794	0.765	0.4943	+0.0025	+0.0029
8	9 03.0	0.703	0.675	0.5370	+0.0060	+0.0016
9	10 33.1	0.613	0.595	0.5835	-0.0003	-0.0014
10	11 59.5	0.518	0.490	0.6358	+0.0001	-0.0013
11	12 55.6	0.459	0.431	0.6724	+0.0015	-0.0305
12	14 12.4	0.393	0.365	0.7145	-0.0020	-0.0045
13	15 26.2	0.327	0.299	0.7593		-0.0028
14	16 41.0	0.262	0.234	0.8031	+0.0045	+0.0023
15	18 21.3	0.195	0.169	0.8567	+0.0019	+0.0015
16	20 14.8	0,138	0.110	0.9036	0.0055	0.0041
. 17	21 46.5	0.092	0.035	0.9419	0.0019	+0.0018
18	23 09.8	0.056	0.029	0.9736	0.0012	+0.0037
19	25 22.4	0.027	0,000	1,0000	-0.0003	+0.0087

Таблица 14

	k	a,, z	1	r _b	r _f	Lb	L
U	0.828	0.716	81°46′	0.201	0.243	0.928	0.072
D	0.973	0.704	81°45′	0.236	0.242	0.943	0.057

зависеть от эффективной длины волны использованных инструмента и приемника, величины же k, г_b, г_f зависят от длины волны очень незначительно, если компоненты не имеют протяженных атмосфер.

Известно, что коэффициент потемнения выражается через поверхностную температуру и коэффициент непрерывного поглощения следующим образом:

$$x_{\lambda} = \frac{\psi_{\lambda}(T_0) \frac{x}{x_{\lambda}}}{1 + \psi_{\lambda}(T_0) \frac{x}{x_{\lambda}}}, \qquad (3.1)$$

где

$$\psi_{\lambda}(T_0) = \frac{3}{8} \cdot \frac{c_s}{\lambda T} \left(1 - e^{-\frac{c_s}{\lambda T}}\right)^{-1}$$

 ж — взвешенное среднее от коэффициента непрерывного поглощения,

×» - коэффициент непрерывного поглощения.

Из формулы (3.1) видно, что при больших значениях ² коэффициент потемнения х₂ становится достаточно малым.

Наличие бальмеровского скачка в спектрах звезд, близких к АО, само по себе говорит о том, что должна быть значительная разница в коэффициентах потемнения в спектральных участках, расположенных по разные стороны от скачка. При этом в ультрафиолетовой области потемнение должно быть меньше, чем в фотографичестой. Именно такое соотношение мы и получили.

Примем в качестве первого приближения, что за бальмеровским скачком диск звезды имеет равномерную яркость. В этом случае можно оценить величину коэффициента потемнения на λ_{eff} = 4500Å. Для этого необходимо подобрать такое значение х4500, при котором геометрические элементы (k, i, r, , r,), полученные из фотоэлектрической кривой, совпадают с результатами выбранного решения ультрафиолетовой кривой. В. А. Кратом [29] было отмечено, что элементы орбиты, соответствующие промежуточным значениям х, можно определить с достаточной степенью точности интерполированием элементов, полученных при двух крайных предположениях. Функция χ (k, a₀), с помощью которой мы определили элементы, чувствительнее всего к изменению величины k. Поэтому будем искать то значение х4500, при котором будет иметь место наилучшее совпадение величин k. Что касается 3-462

величины i. то ее зависимость от x, как это видно из наших "U" и "D"-решений, незначительна. Кроме того полученные нами значения i для двух кривых блеска невозможно привести в соответствие подбором x. Поэтому эту величину мы не будем учитывать.

В таблице 15 приведены наиболее вероятные значения х₄₅₀₀, соответствующие различным значениям х₃₄₄₀, и согласие при этом остальных геометрических элементов.

Таблица 15

λ.	3440Å	4500Å	3440Å	4500Å	3440Å	4500Å	3440A	4500Å	3440Å	4500Å
x	0.00	0.22	0.10	0.31	0.20	0.40	0.30	0.50	0.40	0.59
k	0.860	0.860	0.873	0.873	0.886	0.886	0.900	0.900	0.913	0.913
rb	0.207	0.208	0.210	0.211	0.213	0.215	0.216	0.218	0.219	0,221
r _f	0.241	0,243	0.241	0.243	0.241	0.243	0.241	0.243	0.241	0.243
i	81°41′	81°46′	81°417	81°46′	81°41′	8 1°46′	81°41′	81°45′	81°41′	8 1°45′
x	0.50	0,68	0.60	0.76	0.70	0.86	0.80	0.95	0.85	1.00
k	0.926	0.926	0.939	0.939	0,952	0.952	0.966	0.966	0.972	0.972
r _b	0.223	0.224	0.226	0.227	0.229	0.230	0.232	0.233	0.233	0.235
r _f	0.241	0.243	0.240	0.242	0.240	0.242	0.240	0.242	0.240	0.242
i	81°41'	81°45′	81°41′	81°45′	81°41′	81°45'	81°41′	81°45′	S1°41'	81°45′

Как видим, значения k, r_b , r_f полученные по кривой блеска на $\lambda_{eff} = 4500 \text{ Å}$, можно привести в хорошее согласие с результатами решения ультрафиолетовой кривой подбором соответствующего коэффициента потемнения.

Таблица 15 дает нам одно соотношение между x_{3440} н x_{4500} . Из нее следует, в частности, что x_{4500} не может быть меньше 0.22. Далее мы попытаемся определить пределы x_{4500} несколько точнее, чем неравенство $x_{4500} > 0.22$.

§ 4. ХОД СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ГРАДИЕНТА С ФАЗОЙ ЗАТМЕНИЯ

Выше было показано, что спектрофотометрические градвенты g_{их} в g^{vg} Алголя меняются с фазой затмения не-

одинаково. В спектральной области $\lambda\lambda$ 3970—4670Å звезда около минимума заметно краснее, чем вне затмения [g(0)— —g $\frac{\pi}{2}$) = 0.245]. В ультрафиолеговой же области $\lambda\lambda$ 3170—

3630А разность градиентов, соответствующих минимуму и максимуму блеска, близка к нулю (≈0.03). Качественно такие же результаты были получены ранее Д. Барбье и Д. Шалонжем [20]. На основании этого они сделали заключение о том, что излучение в ультрафиолетовой области можно отнести только за счет внешнего граничного слоя звезды. Поэтому была сделана попытка отождествить полученную ими спектрофотометрическую температуру Т₂ с температурой внешней границы звезды Т₀. Однако такая попытка привела к явно завышенной величине эффективной температуры.

Мы сейчас покажем, что ход спектрофотометрических граднентов с фазой затмения обусловлен не только величиной коэффициента потемнения, но и его зависимостью от длины волны

Примем, как обычно, что имеет место следующий закон распределения яркости по диску звезды:

$$I_{\lambda}(\omega) = I_{\lambda}(0)[1 - x_{\lambda} + x_{\lambda}\cos\omega], \qquad (4.1)$$

где ω —угол между лучом зрения и нормалью к поверхности звезды в данной точке, $I_{\lambda}(0)$ —интенсивность в центре диска, $I_{\lambda}(\omega)$ —интенсивность в данной точке.

Очевидно, что на какой-то фазе 0 наблюдаемая яркость неэкранированной части диска главной звезды будет равна:

$$I_{\lambda}(\theta) = I_{\lambda}(0) \iint_{S} (1 - x_{\lambda} + x_{\lambda} - \cos \omega) d\sigma =$$

= $I_{\lambda}(0) \Big[(1 - x_{\lambda})S + x_{\lambda} \iint_{S} \cos \omega d\sigma \Big],$ (4.2)

где S—неэкранированная часть поверхности диска, d²—элемент поверхности. Если $r_b < r_f$ (случай Б \rightarrow М), то, как известно [30]:

3*

М. А. АРАКЕЛЯН

$$S = (1 - \alpha) \pi r_b^2; \quad \iint_S \int \cos \omega d\sigma = \frac{2}{3} (1 - \alpha') \pi r_b^2 , \qquad (4.3)$$

где а и а' — фотометрические фазы затмения для гипотез "U" я "D". Для заданной системы элементов их можно взять из соответствующих таблиц [30]. Следовательно:

$$I_{\lambda}(\theta) = I_{\lambda}(0) \left[(1-x_{\lambda})(1-\alpha) + \frac{2}{3}x_{\lambda}(1-\alpha') \right] \pi r_{b}^{2} \qquad (4.4)$$

и вне затмения:

$$I_{\lambda}^{*}\left(\frac{\pi}{2}\right) = I_{\lambda}(0) \left[1 - \frac{1}{3} x_{\lambda}\right] \pi r_{b}^{2} = \frac{1}{3} I_{\lambda}(0) (3 - x_{\lambda}) \pi r_{b}^{2}.$$
 (4.5)

Величины а и а' не зависят от длины волны и от коэффициента потемнения, являющегося функцией длины волны. Действительно, величины а и а' определяются геометрическими элементами i, k, г_b, г_f и фазой затмения, которые мы считаем заданными. Функцией коэффициента потемнения и, следовательно, длины волны будет только величина:

$$\alpha^{\mathbf{x}} = \frac{3(1-\mathbf{x}_{\lambda})}{3-\mathbf{x}_{\lambda}} \alpha + \frac{2\mathbf{x}_{\lambda}}{3-\mathbf{x}_{\lambda}} \alpha'. \tag{4.6}$$

а последняя не входит в выражения (4.4) и (4.5).

Нас интересует только величина разности градиентов между данной фазой и фазой $\frac{\pi}{2}$. Поэтому мы будем считать, что функция I_λ (0) не зависит от λ . В этом случае все градиенты будут отличаться от истинных на постоянную величину, равную градиенту центра звезды.

Из (4.4) и (4.5) можно получить величину наблюдаемого спектрофотометрического градиента, по сравнению с таковым вне затменая:

* Обозначения $I_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right)$ и g $\left(\frac{\pi}{2}\right)$ имєют условный характер, так как мы используем величины, отвосящиеся не к фазе $\frac{\pi}{2}$, а к моменту начала зэтмения.

$$g(\theta) - g\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{d}{d^{1}/\lambda} \ln \frac{I_{\lambda}(\theta)}{I_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right)} =$$

$$= \frac{d}{d^{1}/\lambda} \ln \frac{3(1-x_{\lambda})(1-\alpha) + 2x_{\lambda}(1-\alpha')}{3-x_{\lambda}} =$$

$$= \frac{6(\alpha'-\alpha)}{(3-\bar{x})[3(1-\bar{x})(1-\alpha) + 2\bar{x}(1-\alpha')]} \cdot \frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}, \quad (4.7)$$

где х—среднее значение х_к в том интервале длин волн, которому соответствует спектрофотометрический градиент. Из уравнения (4.7) следует, что незначительность изменения цвета Алголя с фазой затмения в ультрафиолетовой области может быть обусловлена как малостью самого коэффициента потемнения в этой области, так и малой его зависимостью от длины волны.

Если бы мы знали очень точные значения $g(\theta) - g\left(\frac{\pi}{2}\right)$ для ряда фаз, то принципнально можно было бы определить последовательными приближениями значения х и $\frac{dx_{\lambda}}{d^{4}/\lambda}$. Для этого необходимо составить несколько уравнений тина (4.7) и решить их относительно х и $\frac{dx_{\lambda}}{d^{4}/\lambda}$. Однако практически сделать это невозможно, так как, во-первых, величина $g(\theta) - g\left(\frac{\pi}{2}\right)$ в совершенно разной степени зависит от х и его производной, и, во-вторых, наблюдаемые значения этих разностей недостаточно точны.

Кроме того, наблюдаемый ход спектрофотометрических градиентов обусловлен не только неравномерностью распределения яркости по диску звезды, но также и влиянием излучения спутника. В реальном случае затменной системы после начала затмения с ростом его фазы доля света главной звезды в суммарном излучении системы непрерывно падает. А так как температура спутника значительно меньше таковой у главной звезды, то это ведет к непрерывному падению спектрофотометрической температуры системы вплоть до минимума блеска.

В дальнейшем мы будем исходить из того, что наблюдаемый спектрофотометрический градиент системы равен весовому среднему из гра. центов компонент. Действительно, если светимос.ь системы складывается из двух планковских излучений $L_1(\lambda)$ и $L_2(\lambda)$, т. е. $L(\lambda) = L_1(\lambda) + L_2(\lambda)$, то:

$$\frac{d}{d^{1}/\lambda}\ln L(\lambda) = \frac{\frac{d}{d^{1}/\lambda}[L_{1}(\lambda) + L_{2}(\lambda)]}{L_{1}(\lambda) + L_{3}(\lambda)} = \frac{\frac{d}{d^{1}/\lambda}L_{1}(\lambda) + \frac{d}{d^{1}/\lambda}L_{2}(\lambda)}{L_{1}(\lambda) + L_{3}(\lambda)} =$$

$$= \frac{1}{L_{1}(\lambda) + L_{3}(\lambda)} \left[\frac{L_{1}(\lambda)\frac{d}{d^{1}/\lambda}L_{1}(\lambda)}{L_{1}(\lambda)} + \frac{L_{2}(\lambda)\frac{d}{d^{1}/\lambda}L_{3}(\lambda)}{L_{3}(\lambda)} \right] =$$

$$= \frac{1}{L_{1}(\lambda) + L_{3}(\lambda)} \left[L_{3}(\lambda)\frac{d\ln L_{1}(\lambda)}{d^{1}/\lambda} + L_{2}(\lambda)\frac{d\ln L_{2}(\lambda)}{d^{1}/\lambda} \right], \quad (4.8)$$

т. е.

$$5\lambda - G = \frac{1}{L_{1}(\lambda) + L_{2}\lambda} \left[L_{1}(\lambda) \cdot 5\lambda - G_{1} + L_{2}(\lambda)(5\lambda - G_{2}) \right] (4.9)$$

Ħ

$$G = \frac{G_1 L_1(\lambda) + G_2 L_1(\lambda)}{L_1(\lambda) + L_2(\lambda)}$$
(4.10)

Если $L_b(\lambda) + L_f(\lambda) = 1$, то:

$$G\left(\frac{\pi}{2}\right) = G_b L_b(\lambda) + G_1 L_f(\lambda). \qquad (4.11)$$

Предположим теперь, что коэффициент потемнения к краю не меняется с длиной волны, т. е. отсутствует первая причина изменения спектрофотометрического градиента с фазой. Тогда на какой-то фазе в первичного минимума блеск неэкранированной части диска главной звезды будет $(l-L_t)$, где l—блеск системы на данной фазе в единицах блеска в максимуме. Вместо соотношения (4.11) будем при этом иметь:

$$G(\theta) = \frac{(l-L_t)G_b + L_tG_t}{l} \cdot (4.12)^{\ell}$$

Следовательно, изменение наблюдаемого спектрофотометрическото градиента, обусловленное изменением относительной доли излучений главной звезды и спутника, может быть представлено уравнением:

$$G(\theta) - G\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{G_f - G_b}{l} (1 - l) L_f. \qquad (4.13)$$

Легко видеть, что соотношения (4.10) и (4.13) распространяются как на относительные, так и на абсолютные градиенты*

В дальнейшем величину $\frac{dx_{\lambda}}{d^{4}/\lambda}$ мы будем считать постоянной. Это равносильно предположению, что в спектральных областях, прилежащих к бальмеровскому скачку, имеет место линейная зависимость между x_{λ} и ⁴/ λ . Конечно, это допущение теоретически необосновано. Но такое предположение делается в неявной форме во всех случаях, когда принимается, что распределение энергии в спектре звезды можно представить формулой Планка, в частности в методе определения спектрофотометрических градиентов. В этом легко убедиться следующим образом: напишем формулу (4.1) в виде:

$$I_{\lambda}(\omega) = B_{\lambda}(T_0) \left(1 + \frac{x_{\lambda}}{1 - x_{\lambda}} \cos \omega \right), \qquad (4.14)$$

где В₁(T₀) — функция Планка для поверхностной температуры.

Спектрофотометрический градиент в данной точке поверхности звезды, очевидно, будет:

$$5\lambda - \frac{d}{d^{1}/\lambda} \ln I_{\lambda}(\omega) = 5\lambda - \frac{d}{d^{1}/\lambda} \ln B_{\lambda}(T_{o}) - \frac{d}{d^{1}/\lambda} \ln \left(1 + \frac{x_{\lambda}}{1 - x_{\lambda}} \cos\omega\right)$$
(4.15)

 Мы обозначаем через g—относительные и через G—абсолютные градиенты. нли:

$$G_{\lambda}(\omega) = G_{\lambda}(T_0) - \frac{\cos \omega}{(1-\bar{x})(1-\bar{x}+\bar{x}\cdot\bar{\cos}\omega)} \cdot \frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}. \quad (4.16)$$

Для какой-то части поверхности диска будем иметь:

$$G_{\lambda}(\theta) = \bar{G}_{\lambda}(T_0) - \frac{\cos\omega}{(1-\bar{x})(1-\bar{x}+\bar{x}\cdot\cos\omega)} \cdot \frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda} (4,17),$$

и для целого диска:

$$G_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right) = G_{\lambda}(T_0) - \frac{2}{(3-\bar{x})(1-\bar{x})} \cdot \frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}.$$
 (4.18)

Очевидно, что для того, чтобы G_{λ} не зависело от длины волны в какой-либо спектральной области, необходимо, чтобы между x_{λ} и 1/ λ имела место линейная зависимость. С другой стороны, на всех фазах затмения при определении спектрофотометрических градиентов мы не наблюдали заметных отклонений от линейной зависимости между lg $\frac{l_{\lambda}(\beta)}{l_{\lambda}(\alpha)}$ и 1/ λ [см. соотношения (1.1) и 1.2)]. Следовательно, наблюдения также не противоречат указанному допущению. Из соотношений (4.17) и (4.18) легко получить формулу (4.7), если учесть, что в случае $r_b < r_f$ имеем:

$$\overline{\cos\omega} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1-\alpha'}{1-\alpha}.$$
 (4.19)

Таким образом, мы будем считать $\frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}$ в заданных участках спектра независимым от длины волны. Введем обозначения:

 $y_1 = \frac{dx_\lambda}{d^1/\lambda} - в$ спектральной области $\lambda\lambda$ 3970-467(\mathring{A} ,

 $y_{s} = \frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}$ — в спектральной области $\lambda\lambda$ 3170—3630Å,

 $x^+ - коэффициент$ потемнения на $\lambda = 3467 + \varepsilon$,

х⁻ — коэффициент потемнения на λ=3647 — ε.

Величины х⁺ и х⁻ непосредственно связаны с величиной бальмеровского скачка в спектре звезды. Действительно, напишем соотношение (4.14) для $\lambda = 3647 + \varepsilon$ и $\lambda = = 3647 - \varepsilon$:

$$I_{\lambda}^{+}(\omega) = B_{\lambda}(T_{0}) \left[1 + \frac{x^{+}}{1 - x^{+}} \cos \omega \right], \qquad (4.14a)^{2}$$

$$l_{\lambda}^{-}(\omega) = B_{\lambda}(T_{0}) \left[1 + \frac{x^{-}}{1 - x^{-}} \cos \omega \right]. \qquad (4.146)$$

Для обеих длин волн можно считать В_λ (T₀) одинаковым. Поэтому величина бальмеровского скачка будет равна:

$$D = \lg \frac{I_{\lambda}^{+}}{I_{\lambda}^{-}} = \lg \frac{1 + \frac{x^{+}}{1 - x^{+}} \cos \omega}{1 + \frac{x^{-}}{1 - x^{-}} \cos \omega}, \quad (4.20)$$

где соящ = $\frac{2}{3}$ — среднее значение соящ для диска звезды. Из последнего равенства получим:

$$\frac{x^{+}}{1-x^{+}} - N \frac{x^{-}}{1-x^{-}} = \frac{3}{2} (N-1), \qquad (4.21)$$

где N = 10^D.

§ 5. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КОМПОНЕНТ И КОЭФФИЦИЕНТ ПОТЕМНЕНИЯ

Из сравнения кривых блеска Алголя на длинах волн 3440Å и 4500Å мы получили выше одно соотношение между коэффициентами потемнения диска в этих двух длинах волн (таблица 15).

Из таблицы видно, что x₄₅₀₀ > 0.22. Попытаемся теперь с помощью результатов спектрофотометрических наблюдений несколько уточнить пределы x₄₅₀₀.

Как было отмечено, в спектральной области, лежащей за пределом бальмеровской серин, можно пренебречь излучением спутника, т. е. считать, что изменение спектрофотометрического градиента с фазой затмения обусловлено лишь зависимостью коэффициента потемнения диска главной звезды от длины волны. Следовательно, задав ряд значений х₃₄₄₀ и используя наши наблюдения изменения g_{uv} с фазой, представленные таблицей 5, а также соотношение (4.7), мы можем. вычислить величину уз = $\frac{dx_{\lambda}}{d^{4}\lambda}$ для $\lambda < 3647$ Å. Затем, зная уз, можно вычислить x_{λ} для всех частот. превышающих частоту ионизации водорода со второго уровня. Для этого используется очевидное соотношение:

$$X_{\lambda} = X_{3440} + Y_2 \Delta(1/\lambda),$$
 (5.1)

где

$$\Delta(1/\lambda) = \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{0.3440}$$

При вычислении у₂ можно было бы использовать все нормальные точки, приведенные в таблице 5. Однако при решении нескольких уравнений типа (4.7) необходимо учесть, что их веса существенно зависят от величин $\alpha' - \alpha$. Это обусловлено тем, что при заданных x_{λ} и $\frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}$ значения $g(\theta)-g(\frac{\pi}{2})$ отличны от нуля именно в силу неравенства α в α' . Поэтому при определении у₂ мы воспользовались первыми двумя строками таблицы 5, в которых $\alpha' - \alpha$ максимально.

Вычисление у_з для различных значений х₃₄₄₀ представлено таблицей 16, где величины а и а' являются средними из значений, соответствующих фазам 0⁹00242 и 0⁹01792. В пятой графе приведены полученные значения у₂, в шестой x^- , вычисленные по формуле (4.22). Последняя графа таблицы содержит величины x^+ , вычисленные с помощью соотношения (4.21).

Габлица 1	6
-----------	---

X3440	a	a'	$g(\theta)-g\left(\frac{\pi}{2}\right)$	y2	x-	x+
0.05	0.63143	0.68435	0.031	0.312	0.00	0.63
0.20	0.62165	0.67448	0.031	0.284	0.15	0.68
0.35	0.61105	0.66363	0.031	0.260	0.31	0.73
v.50	0.60098	0.65333	0.031	0.233	0.46	0.78
0.65	0.58502	0.64048	0.031	0.212	0.61	0.83
03.0	0,58036	0.63256	0.031	0.185	0.77	0.90

Таблицы 15 и 16 дают возможность выбрать для каждой заданной величины х₃₄₄₀ соответствующую пару значений x^+ и x_{4500} . При сделанном выше допущении о линейной зависимости между x_{λ} и $^{1}/\lambda$ по паре значений x^+ и x_{4500} можно вычислить величину $y_1 = \frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}$ для всех длин волн, превышающих длину волны бальмеровского скачка.

Таким образом, задание величины X₃₄₄₀ определяет значения коэффициента потемнения в довольно широком интервале длин волн 33 3170—4670А. В таблице 17 мы приводим вычисленные этим способом значения у₁ и х₂ для ряда заданных значений х₃₄₄₀.

Таблица дает нам семейство кривых, выражающих зависимость x_{λ} от λ , которое иллюстрируется рис. 4. В последней графе таблицы приведены средние значения x_{λ} для спектральной области $\lambda\lambda$ 3970—4670Å, которой соответствуют наблюденные нами спектрофотометрические градиенты g_{rg} . Величины \bar{x} и y_1 , как это видно из формулы (4.7), и определяют вместе с геометрическими элементами орбиты



Рис. 4.

Кривые зависимости коэффициента потемнения от длины волны. Полные кружки—данные, полученные по формуле С. Чандрасскара и Г. Мюнха, пустые—подсчеты И. Хосокава.

изменение спектрофотометрического градиента с фазой. Поэтому, вычислив изменение g_{pg} с фазой для разных со-

М. А. АРАКЕЛЯН

1 10 17 10 10 10 1 1	лица 17	лица	аб	1
----------------------	---------	------	----	---

¥3440	y2	x ₃₀₀₀	x-	x +	x ₄₅₀₀	у1	x4670	X3970	x
0.05	0.694	0.18	0.00	0.63	0.27	0.691	0.21	0.48	0.35
0.20	0.538	0.32	0.15	0.68	0.40	0.538	0.36	0.56	0.46
0.35	0.347	0.46	0.31	0.73	0.55	0.347	0.52	0.65	0.58
03.0	0.192	0.60	0.46	0.78	0.68	0.192	0.66	0.74	0.70
0.65	0.038	0.74	0.61	0.83	0.81	0.038	0.81	0.82	0.81
0.80	0.096	0.88	0.77	0.90	0.95	-0.096	0.96	0 92	0.94

четаний x и у₁, приведенных в таблице 17, и сравнивая их с наблюдениями, представленными в таблице 6, можно уточнить значение x₄₅₀₀.

Однако необходимо отметить следующее. В спектральной области λλ 3970—4670 Å уже нельзя пренебречь излучением спутника, ибо его относительная светимость в этом участке, как мы видели, около 0.060. Легко показать, что в этом случае наблюдаемое изменение спектрофотометрического градиента будет равно.

$$g(\theta) - g\left(\frac{\pi}{2}\right) =$$

$$\frac{6(\alpha'-\alpha)}{(3-\bar{x})[3(1-\bar{x})(1-\alpha)+2\bar{x}(1-\alpha')}\cdot\frac{dx_{\lambda}}{d^{1}/\lambda}\cdot\frac{l-L_{f}}{l}+\frac{G_{I}-G_{b}}{l}(1-l)L_{f} =$$

 $= \left[g(\theta) - g\left(\frac{\pi}{2}\right)\right]^* \cdot \frac{l - L_{\mathrm{f}}}{l} + \frac{G_{\mathrm{f}} - G_{\mathrm{b}}}{l}(1 - l)L_{\mathrm{f}}, \quad (5.2)$

где $\left[g(\theta) - g\left(\frac{\pi}{2}\right)\right]^*$ — разность граднентов, соответствующих фазам θ и $\frac{\pi}{2}$ в случае, когда изменение градчента обусловлено только неравномерной яркостью диска главной звезды. В соотношения (5.2) *l* нам известно из кривой блеска на $\lambda_{\text{eff}} = 4500$ Å, L₁ — из решения этой кривой для соответ-

ствующего значения х₄₅₀г. Разность G₁ — G_b неизвестна, так как

спекто спутника Алголя в фогографической области пока наблюдать не удается. Согласно работе А. Бира и З. Копала [14], спектральный класс спутника близок к солнечному. Следовательно, ее спектрофотометрическая температура около 5500-6000°.

Мы вычислили хол спектрофотометрических градиентов. обусловленный неравномерностью распределения яркости по диску главной звезды, для значений х, приведенных в таблице 17. Вычисленные изменения градиента, умноженные на I-L, приведены в четвертой графе таблицы 18. В пятой графе приведены наблюдаемые значения этих изменений. Разности величин, приведенных в четвертой и пятой граобусловлены, очевидно, соотношением фах таблицы. (4.13), т. е. влиянием излучения спутника. Они приведены в шестой графе таблицы. По соотношению (4.13) были вычислены разности градиентов главной звезды и спутника (седьмая графа), которые объясняют остаточные величины, приведенные в шестой графе. В восьмой графе приведены веса соответствующих определений G₁ — G_b, про-

порциональные $\frac{\alpha'-\alpha}{l}$. Действительно, легко видеть, что веса уравнений вида (4.13) обратно пропорциональны І. Для определения же G_f - G_b мы используем как уравнение (4.7) так и уравнение (4.13).

Для ияти приведенных выше случаев было получено:

0.58 0.70 0.81 2.08 2.33 2.66

С этими значениями G₁-G_b и с соотношением (4.11) легко вычислить относительные спектрофотометрические градиенты компонент. Для вычисления абсолютных градиентов примем 9, = 1.14 для Веги [31]. Возможные ошибки этого нуль-пункта для определения температуры спутника совершенно несущественны, так как при температурах порядка солнечной большим изменениям градиента соответствуют лишь очень незначительные изменения температуры. Были

7	-af			10
	40	ли	па	10

.№	α	a'	$\left[g(\theta)-g\left(\frac{\pi}{2}\right)\right]^{*l}\frac{-L_{f}}{l}$	$\left[g(\theta) - g\left(\frac{\pi}{2}\right) \right]_{\text{Had}}$	$\left[g(\theta)-g\left(\frac{\pi}{2}\right)\right]_{\text{ост.}}$		w
	(1)) $\bar{x}=0.35$,	$x_{4500} = 0.27$				-
1 2 3 4 5	0.65751 0.57623 0.461:5 0.29716 0.10162	0.71665 0.62330 0.48595 0.28769 0.07402	0.039 0.058 0.025 0.007 0.017	0.215 0.186 0.107 0.C09 0.003	0.156 0.128 0.032 0.016 0.039	1.47 1.67 1.68 0.66 1.44	1.58 1.04 0.44 0.01 0.03
	(2)	$\overline{\mathbf{x}} = 0.46,$	$x_{4500} = 0.40$			1	
J 2 3 4 5	0.64704 0.56779 0.45598 0.2907 0.10148	0.70602 0.6:462 0.48036 0.28690 0.07686	0.074 0.048 0.021 0.005 - 0.014	0.245 0.186 0.107 0.009 0.008	0.171 0.138 0.086 0.014 0.003	1.63 1.87 1.83 0.61 1.00	1.57 1.04 0.43 0.01 0.03

М. А. АРАКЕЛЯН

	(3	x = 0.58	$x_{-1500} = 0.55$					
1	0.63534	0.69432	0.053	0.245	0.182	2.01	1,56	(
2	0.66906	0.60548	0.034	0,186	0.147	2.18	1.02	
3	0.45097	0.47503	0.014	0.107	0.091	2.17	0.43	
4	0.29579	0.28712	0.004	0.00 3	0.013	0.59	0.01	,
5	0.10867	0.0.099	-0.010	0.003	0.003	0.34	0.03	
) I				1	1	
	(4)	$\overline{\mathbf{x}} = 0.70$	$x_{4500} = 0.68$					
		1		1	1	1	1	
1	0.62422	0.68298	0.032	0.245	0.213	2.32	1.55	
2	0.55070	0.59671	0.021	0.186	0.165	2.46	1.01	
3	0.44543	0.46937	0.00 3	0.107	0 098	2.28	0.42	
4	0.29438	0.28000	- 0.003	0.009	0.012	0.57	0.01	
5	0.11133	0.08372	0.007	-0.008	- 0.001	- 0.18	0.03	
		_			1		1	J
	(5)	x = 0.81,	$x_{4500} = 0.81$					ļ
1	0.61752	0.67610	0,007	C.215	0.235	2,80	1.57	
2	0.54573	0.59172	0.004	0,186	0.181	2.80	1.02	
3	0 44320	0 46748	0.002	0.107	0 105	2 60	0.43	
4	0 29581	0.28854	0.(00	0.(0)	0 009	0.50	0.01	ġ
5	0.11656	0.03898	- 0.001	-0.003	0.007	-1.31	0.03	-
					1	1		

получены следующие значения относигельных спектрофотометрических градиентов и температур компонент:

x	0.35	0.48	0.58	0.70	0.81
G _b	0.96	0.95	0.94	0.23	0.92
Gr Tb T	2.52 18000 ³ 5800 ²	2,70 18500' 5300'	3.02 19000° 4800'	3.26 19000' 4400'	3,58 19000' 4000'

Как видим, первые три графы таблицы 17 (т. е. кривые № 1, 2, 3, рпс. 4) приводят к приемлемым значениям для температуры спутника. Эти температуры соответствуют следующим значениям коэффициента потемнения:

$$0.35 \leq x \leq 0.58$$

т. е.

$0.27 \le x_{4500} \le 0.55$.

Для окончательного определения x_{4500} и соответствующих y_1 и y_2 (т. е. кривой зависимости x_λ от λ) необходимо знать спектрофотометрическую температуру спутника с очень большой точностью. К сожалению, в настоящее время не удается наблюдать спектр спутника в фотографической области.

Интересно сравнить полученные нами кривые зависимости х от к с теоретическими подсчетами для случая непрерывного поглощения, обусловленного нейтральным водородом. Для вычисления х_к мы воспользовались следующей формулой, выведенной С. Чандрасскаром и Г. Мюнхом [32].

$$\mathbf{x}_{\lambda} = \left[1 + \frac{2}{3} \left(8 \frac{1 - e^{\frac{\mathbf{x}_{z}}{\lambda T_{0}}}}{\frac{\mathbf{c}_{z}}{\lambda T_{0}}}\right) \frac{\mathbf{x}_{\lambda}}{\overline{\mathbf{x}}}\right]^{-1}.$$

Эффективная температура главной звезды была принята равной 12600° (по шкале Г. Койпера [33]). Значения ^{х_λ} для этой температуры взяты нами из подсчетов А. Унзольда [27]. Для х; были получены следующие значения:

λ(Å)	3000	3647-	3147 +	4000	5000
×λ	0.23	0.13	0.65	0.55	0.34

Эти значения х_λ нанесены на рис. 4. На том же рисунке приведены значения х_λ, полученные теоретически И Хосокава [34]. Вычисленные значения удовлетворительно совпадают с кривой № 2, вычисленной нами. Эта кривая получена в предположении, что температура спутника равна 5300°. т. е. для наиболее вероятной температуры спутника. Таким образом, наши наблюдения подтверждают заключение о том, что нейтральный водород является основным источником непрерывного поглощения в звездах спектральных классов. близких к АО. Из рисунка 4 видно, что коэффициент потемнения на эффективной длине волны 4500 Å должен быть близок к 0.45.

§ 6. ФОТОМЕТРИЯ ВОЛОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Для изучения линейчатого спектра Алголя нами была получена 21 спектрограмма на 1200-миллиметровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории [35]. Спектры быль получены на спектрографе со стеклянной оптикой, с камерой № 3 (дисперсия 23.4 Å/мм у H_T). 12 из них было обработано на саморегистрирующем микрофотометре Молля с увеличением в 50 раз. Были построены контуры водородных линий H_T и H_c.

При сравнении спектров, полученных вне затмения и в затмении, вплоть до фазы $\pm 0^900484$, систематического изменения контуров и эквивалентных ширин линий H_{T} и H_{δ} обнаружить не удалось. К сожалению, в нашем распоряжении не было спектров, полученных в самом минпмуме блеска. Однако обработка наших бесщелевых спектрограмм, полученных в минимуме блеска, подтверждает неизменность полных поглощений водородных линий с фазой затмения. Эквивалентные ширины H_{T} и H_{δ} получились соответственно равными 8.67 и 7.76Å. Заметим, что К. Т. Элви и Ф. Кинан [36] получили для них 8.9 и 8.2Å. Согласие, как вилим, впо. не удовлетворительное.

На рис. 5 приведены контуры во ородных линий, являющиеся результатом усреднения четырех спектрограмм, 4-462 полученных вне затмения. На всех спектрограммах наблюдается систематическая, хотя и очень небольшая, асимметрия линий. Расхождение между отдельными спектрограммами не превышает 5-6°/₀. Исключение составляют центральные интенсивности.





Рис. 5. Ковтуры линий Н₇ и Нд. Пунктиром изображены ковтуры, полученные теоретически Д. Вервеем.

Исследование водородных линий в спектрах звезд ранних спектральных классов представляет большой интерес, так как дает нам представление о физических условиях в атмосферах этих звезд.

Очень интересный метод изучения атмосфер ранних звезд был разработан О. А. Мельниковым [37] Применив этот метод к сверхгиганту а Лебедя, О. А. Мельников определил электронное давление и высоту однородной атмосферы звезды. Последняя величина затем сравнисалась с эффективным и динамическим ускорениями силы тяжести на поверхности звезды. Важные результаты получены применением этого метода к однородным группам звезд [38, 39].

В работе О. А. Мельникова [37], исходя из контура линии, представленного полуэмпирической формулой Миннаерта, выведено следующее выражение, связывающее эквивалентную ширину линии W с числом водородных атомов во втором квантовом состоянии в столбе атмосферы сечением в 1 с.м² – N_{0.2}H

$$W^{s_{is}} \sim A_{o}^{s_{is}} \cdot \frac{P_{e}}{T} \cdot N_{02}H, \qquad (6.1)$$

где P_e — электронное давление. а A₀ — центральная глубина линии поглощения.

С помощью формулы (6.1) были получены следующие величины N_{0.2}H:

$$\frac{H_{T}}{10^{15.09} \cdot \frac{T}{P_{e}}} \frac{H_{\delta}}{10^{15.11} \cdot \frac{T}{P_{e}}}.$$

Эти числа можно получить и непосредственно из контуров линий, если их записать в виде [27]:

$$A_{\lambda} = \frac{X_{\lambda}}{\tau_{0}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{V}{3}} = \frac{k_{\lambda} N_{0,2} H}{\tau_{0}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{V}{3}}$$
(6.2)

где τ_0 — опгическая толща на данной длине волны в непрерывном спектре, а β_0 выражается через поверхностную температуру звезды следующим образом:

$$\beta_0 = \frac{\frac{3}{8} \cdot \frac{C_2}{\lambda T_0}}{1 - e^{\lambda T_0}} \cdot \frac{\overline{x}}{x_{\lambda}} = \frac{x_{\lambda}}{1 - x_{\lambda}}$$
(6.3)

Из (6.2) легко получить:

$$N_{0.2}H \sim A_{\lambda} \cdot \Delta \lambda^* \cdot \frac{T}{P_e}$$
 (6.4)

Последнее соотношение относится к тем частям крыльев линий, образование которых обусловлено межмолекулярным эффектом Штарка. В этих частях произведение А_λ Δλ должно быть постоянной величиной. Из полученных нами контуров Н_т и Нг легко вывести следующие значения N_{0.2}H. Таблица 20

фиолетовое	красное	I duqueroroe I	
крыло	крыло	крыло	красное
9Å—21Å	9Å—16Å	9Å-16Å	9Å– 16Å
1,67	1.70	1.65	1.53
10 ^{15.27} T Pe	10 ^{15,30} T Pe	10 ^{15.35} T Pe I	10 ^{15.23} T Pe
	9Å—21Å 1,67 10 ^{15.27} T Pe	$\begin{array}{c c} 9\ddot{A} - 21\ddot{A} \\ 1,67 \\ 10^{15.27} T \\ \hline P_{e} \end{array} \begin{array}{c c} 9\ddot{A} - 16\ddot{A} \\ 1.70 \\ 10^{15.30} T \\ \hline P_{e} \end{array}$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $

ласии со значением, полученным по эквивалентным ширинам линий (таблица 19).

Зная Тен и Ре по приведенным в таблице 19 значенням можно определить N_{0.2}H. Эффективную температуру мы примем, как и выше, равной 12600° ($\theta = \frac{5040}{T} = 0.4$). Электронное давление можно определить по формуле (6.2), если переписать ее в виде:

$$\mathbf{P}_{\mathbf{e}} \sim T \cdot \mathbf{x}_{\mathbf{g}}(\mathbf{T}) \cdot \mathbf{\lambda}_{\lambda} \cdot \Delta \lambda^{7*}, \tag{6.5}$$

где $x_s(T)$ — коэффициент непрерывного поглощения водородного атома на данной длине волны. Д. Гринштейн [40] приводит следующую таблицу значений $x_s(T)$ на $\lambda = 4000 \text{ Å}$:

Т	0	$\lg z_t(T)$	$ lg T \cdot \pi_2(T)$
100.0'	0.5	-17.75	-13.75
8400	0.6	-17.95	-14.03
7200	0.7	-18.17	-14.31
6300	0.8	-18.31	-14.58

Как видим, имеет место очень строгая линейная зависимость между $\lg x_3(T)$ и θ , поэтому можно, не опасаясь заметной погрешности, экстраполировать значения $\lg x_3(T)$ до $\theta = 0.4$. При этом получим: $\lg x_3(12600^\circ) = 17.55$. Для определения $\lg x_3(T)$ на длинах волн H_T и H_{ϵ} используем зависимость $x_u \sim \frac{1}{\sqrt{3}}$.

Возможные ошибки величины β_0 очень мало повлияют на определяемые значения P_e . Мы вычислили электронное давление с $\beta_0 = \frac{1}{2} [\beta_0(2) + \beta_0(3)]$ [см. формулу (6.3)], где $\beta_0(2)$ и $\beta_0(3)$ величины, вычисленные с помощью наших кривых N_2 2 и 3 зависимости x_{λ} от λ . Была получена следующая таблица P_e и $N_{0.2}$ —числа водородных атомов во втором состоянии в 1 см⁸.

	H _T	-	H _a		
	фиолетовое крыло	красное крыло	фиолетовое крыло	красное крыло	
lg Pe	2.40	2.44	2.28	2.16	
lg N _{0.2}	8.74	8.78	8.50	8.26	

Со средним значением $\lg P_e$, равным 2.32, и данными таблицы 19 найдем: $\lg N_{0.2}H = 16.88$. Далее получим значение высоты однородной атмосферы по линиям H_r и H_d .

		Таблица 21
_	lg H	lg g _{eff}
H,	8.12	4.40
Ha	8.50	4.30

В последней графе таблицы 21 приведены lg geff, полученные сравнением наблюдаемых контуров водородных линий с таковыми, вычисленными Д. Вервеем [41]. Полученные значения geff хорошо согласуются с динамическим ускорением силы тяжести, вычисленным по массе и радиусу звезды. Сравнение Н и geff. полученных нами, с результатами работы Н. В. Новочадовой [39] показывает, что по контурам водородных линий главная звезда системы является нормальной звездой главной последовательности. Это подтверждается также и номером последней видимой линии бальмеровской серии [42].

Квантовое число последней водородной линии в спектре Алголя определялось многими авторами. Мы попытались с помощью наших бесщелевых спектрограмы обнаружить изменение наблюдаемого номера с фазой затмения. Полученное нами п_т будет, конечно, занижено благодаря малой разрешающей способности спектрографа, но так как нас интересует изменение квантового номера, то последнее обстоятельство для нас не существенно. Способом, предложенным О. А. Мельниковым [38], мы обработали 41 спектрограмму, полученную вне затмения и на разных фазах затмения. Измерения были разбиты на три группы со средними фазами 0[°]072513, 0[°]038509 и 0[°]006257 и получены следующие сред-

ние	величины	ig —	где	го-центральные	интенсивности.
		ro			

7	à	6	лина	22
-		-		

Фаза и ч	нсло		F	Іомер л	ннни		
измерений		5	6	9	10		
0,072513	10	0.301	0.355	0.392	0.391	0.387	0.352
0.038503	16	0.355	0.400	0.452	0.443	0.437	0.398
-0.006257	15	0.353	0.417	0.477	0.452	0,468	0.426

Фаза и ч	ИСЛО	помер линии					
измерен	йин	11	12	13	14	15	
09072513	10	0.313	0.242	0,173	0.101	0.045	
0.033503	16	0.337	0.256	0.180	0.109	0.065	
0.006257	15	0.342	0.258	0.193	0.119	0.062	

На рис. 6 мы приводим графики зависимости lg го от п. полученные для этих трех групп. Как видим, во всех

трех случаях наблюдаемое главное квантовое число последней линии равно 15.4.

Таким образом, мы можем констатировать, что главное квантовое число последней видимой в спектре Алголя водородной линии не меняется с фазой затмения. Этот вывод подтверждается и тем, что контуры водоролных линий Н_т и Н_г также не претерпевают изменений. Это значит, что непосредственно наблюдая линии в центре диска и на краю и определяя двумя методами электронное давление, разницу центр--край мы бы не обнаружили.



Зависимость lg $\frac{1}{r_0}$ от квантового номера бальмеровской линии для разных фаз затмения: (а)-0? 072513, (б)-0? 038509; (в)-0? 006257.

Необходимо двлее остановиться на недавней работе Г. Де Стробел, Д. Шалонжа и Л. Диван [43]. Указанные авторы определили коэффициент потемнения главной звезды системы Алголя, считая, что ход остаточных интенсивностей водородных линий с длиной волны определяется поверхностной температурой звезды. Зависимость между глубинами бальмеровских линий и их длинами волн они считают показателем разности спектрофотометрических градиентов поверхностных слоев и всего излучения звезды в целом. Считая далее спектрофотометрическую температуру звезды известной, они определяют поверхностную температуру. Затем с помощью известных соотношений выводят коэффициент потемнения. На длине волны $\lambda = 4500$ Å они получают x = 0.72.

Если бы спектральные линии образовывались только посредством чистого поглощения, то предположение, сделанное упомянутыми авторами, было бы правильным. Однако есть все основания считать, что чистое поглощение является далеко не единственным механизмом образования линий поглощения. Известно, например, что механизм чистого поглощения и в модели М.-Э. и в модели Ш.-Ш. приводит к исчезновению линий поглощения на краю диска звезды. Если бы это имело место, то наблюдаемые глубины водородных линий должны были уменьшаться с приближением к минимуму блеска. Наблюдения же Г. Де. Стробел [44] показали, что глубины водородных линий не только не убывают в затмении, а даже, наоборот, возрастают*. Этот факт сам по себе уже говорит о том, что гипотеза локального термодинамического равновесия для объяснения возникновения водородных линий неприемлема. Кроме того, работами Б. Стрёмгрена [45] и Р. Вулли [46] установлено, что явление флюоресценции может иметь большое значение для. центральных интенсивностей первых линий серии Бальмера. Учет флюоресценции очень затруднителен, так как она очень чувствительна даже к относительно небольшим изменениям температуры.

Следовательно, градиент, полученный Д. Шалонжем и его сотрудниками [43], является по существу результатом

* В настоящей работе подобного эффекта обнаружить не удалось. Во всяком случае никому пока не удавалось наблюдать уменьшение глубины линий в минимуме блеска.

довольно сложного совместного влияния ряда факторов, воздействующих на остаточные интенсивности бальмеровских линий. По этой причине трудно судить о возможности определения реального значения х на основе этого градиента.

§ 7. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ И АБСОЛЮТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ

Окончательные элементы системы вычислены в предположении, что коэффициент потемнения главной звезды системы в области спектра 4500 Å равен 0.45. Для перехода к абсолютным элементам принята экваториальная скорость вращения главной звезды, полученная методом Г. А. Шайна и О. Струве [11]: V_e · sini = 60 км/сек., и величина a_b · sini, определенная Д. Мак Лофлиным [9], так как в определения скорости вращения путем измерения лучевых скоростей входят систематические ошибки [47].

Паралакс системы равен 0".0031 [5]. Эксцентриситет орбиты принят равным нулю, так как точнейшие фотоэлектрические наблюдения не обнаружили асимметричности кривой блеска относительно вторичного минимума. Были получены следующие элементы системы.

Разница между фотоэлектрическими ($\lambda_{eff} = 4500$ Å) и фотографическими ($\lambda_{eff} = 4250$ А) звездными величинами незначительна, поэтому с помощью таблиц [48] можно перейти от

Относительные элементы

Отношение днаметров компонент	k	0.934
Потеря света яркой звезды в главном минимуме	α。	0.688
Наклон плоскости орбиты	ī	81"49'
Раднус яркой звезды (раднус орбиты = 1)	rb	0.222
Раднус слабой звезды	r _f	0.238
Относительная светимость яркой звезды	L _b	0.940
Относительная светимость слабой звезды (освещенная сторона)	Lr	0.060
Относительная светимость слабой звезды (собственная)	L _i 2b	0.030
Отношение интенсивностей освещенных сторон	J _f /J _b	0.056
Отношение собственных интенсивностей	J. / J.	0.028
Коэффициент эллипсоидальности	z	0.013
Продолжительность затмения главной звезды	t	10 ^h 05 ^m

М. А. АРАКЕЛЯН

Абсолютные элементы	-	- 20
Раднус орбиты	ab+ar	10660000 км
Спектральный класс компонент	Sp	BS, G
Раднус компонент	R	3.40; 3.60
Масса компонент	m	5.050; 0.030
Плотность компонент (средняя)	6	0.1280; 0.0220
Фотоэлектрическая звездная величина	Mphe	-0.14; +3.60
Спсктрофотометрическая температура	Te	18000°; 5300°

фотоэлектрических величин к впзуальным. Далее, используя болометрические поправки [33], мы вычисляем болометрические величины компонент Алголя. Было получено:

	M _{vis}	M _{bol}	R	m
B8	+0 ^m 15	0. ^m 95	3.4⊙	5.05⊙
G	+2 ^m 84	+2 ^m 19	3.6⊙	0.93⊙

Как видно из элементов, параметры яркой звезды хорошо удовлетворяют соотношениям масса—светимость и масса—радиус, полученным П. П. Паренаго [49] для первой части главной последовательности. Спутник, как и у значительной части затменных систем, является типичным субгигантом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе методы колометрического исследования затменных переменных звезд, разработанные ранее, применены к системе Алголя при значительном расширении используемого спектрального интервала. Произведено сравнение кривых блеска в двух участках спектра, расположенных по разные стороны ог бальмеровского скачка: $\lambda = 3440\text{ Å}$ и $\lambda = 4500\text{ Å}$. Такое сравнение дает возможность получить одно соотношение между коэффициентами потемнения диска главной звезды для этих длин волн.

Сделана попытка привлечь спектрофотометрические наблюдения этой системы в областях $\lambda\lambda$ 3170—3650Å и $\lambda\lambda$ 3970—

.58

- 4670Å для получения второго соотношения между упомянутыми коэффициентами. Получены кривые изменения спектрофотометрических градиентов в указанных областях с фазой затмения. Для использования этих наблюдений выведены формулы, связывающие изменения градиен ов с фазой затмения с коэффициентом потемнения диска звезды. Показано, что эти изменения обусловлены не только величиной самого коэффициента потемнения, но и его производной по волновому числу.

Изменение наблюдаемых спектрофотометрических градиентов с фазой затмения обусловлено также изменением относительных светимостей компонент. Поэтому для однозначного решения задачи определения коэффициента потемнения диска звезды в широком интервале длин волн необходимо знание величины спектрофотометрического градиента второй компоненты системы.

В результате спектрофотометрического исследования получено семейство кривых коэффициента потемнения, зависящих от температуры спутника. Кривые, соответствующие Т = 5000° - 6000°, достаточно хорошо совпадают с теоретически вычисленными коэффициентами потемнения, соответствующими случаю непрерывного поглощения. обусловленного нейтральным водоролом.

В работе произведено также исследование волородных линий H_т и H₈ главной звезды. Показано, что кон уры крыльев и эквивалентные ширины этих линий не меняются с фазой затмения. Путем использования результатов спектрофотометрии водородных линий произведена оценка величины электронного давления в атмосфере главной звезды, числа водородных атомов в столбе атмосферы сечением в 1 с.м², и высоты однородной изотермической атмосферы звезды. Показано, что по всем указанным характеристикам яркая звезда является нормальной звездой главной последовательности. Далее показано, что номер последней вилимой линии бальмеровской серии также не меняется с фазой затмения. Из постоянства контуров водородных линий и номера последней видимой линии следует, что и те и другие меняются от центра диска звезды к краю очень незначительно.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность проф. О. А. Мельникову, под руководством которого выполнена настоящая работа.

Մ. Ա. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

ԱԼԳՈԼԻ ՍԳԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ամփոփում

Կատարված է Ալգոլի անընդճատ սպեկտրի և սպեկտրալ գծերի ֆոտոմետրիա, խավարման տարրեր ֆաղերում։ Դիտողական Նյութի հիմնական մասը ստացված է Բյուրականի աստղադիտարանում 1954 թվականի ամռանը, անձեղջ սպեկտրոգրաֆ ունեցող АСИ-о ռեֆլեկտորի միջոցով։ Օգտագործված են Իլֆորդ Զենիթ և Իլֆորդ HP3 լուսանկարչական թիթեղներ, Հույսի մԹՆոլորտային Թուլացման հաշվառման համար Ալգոյի դիտումների հետ զուդահեռ սովորական եղանակով որոշված են մ թնոլորտի թափանցիկության գործակիցները Բյուրականում (աղյուսակ 1)։ Ներկա աշխատանքում օգտագործված է Ալգոլի և համեմատման աստղի (Վեգա) մոտ 350 սպեկտրոգրամ։ Կառուցված է Ալդոլի պայծառության կորը ուլարամանիշակագույն inhpacifacu (λλ 3250-3650 Å), Umwgdus & Ulgalh Swampbրական սպեկտըոֆոտոմետրիկ գրադիննտների փոփոխությունը խավարման ֆազի Հետ, սպեկտրի հետևյալ տիրույթներում՝ 12 3170-3650Å (guy), 22 3970-4670Å (gog) 4 22 4950-5850Å (gyp), Պարզվել է, որ աստղի գույնի փոփոխությունը խավարման ժամանակուլտրամանիշակագույն տիրույթում ջատ աննջան է։ Սա համընկնում է Դ. Բարբյեի և Դ. Շայոնժի նույնանման դիտում-Ների արդյուՆըներիհետ։ Սակայն լուսանկարչական տիրույթում ներկա աշխատանքի արդյունքները տարբերվում են հիշյալ հեղի-Նակների արդյունքներից։ Մեր դիտումների համաձայն սիստեմի գույնը ավելի շատ է փոփոխվում քան դա ստացված է հիշյալ հեղինակների կողմից։ Ներկա աշխատանքում ստացված արդյունքները հաստատվում են ֆոտոէլեկտրիկ դիտումներով։

ԱԼԳՈԼԻ ՍԳԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Πρα2վωծ և նետազոտվող խավարուն սիստեմի օրբիտի ξլնմենտները, Այդ նպատակի ճամար Ջ. Ստերբինսի և Մ. Սմարտի կողմից ստացված պայծառության ֆոտոէլեկտրիկ կորերը միջինացված են և այդ միջոցով ստացված կորը լուծված է Վ. Ա. Կոատի կողմից մշակված եղանակով։ Հիշյալ փտումների էֆեկտիվ ալիջային երկարությունը ճավասար է 4500 A. Անդրադարձման գործակիցը բնդունված է ճավասար 0,0150, իսկ էլիպսոիդալության դործակիցը ճավասար է 0,0079, Վերջին մեծությունը, ճանդիսանում է Ջ. Ստերբինսի, Մ. Սմարտի, Ջ. Հոլի կողմից ստացված ֆոտոէլեկտրիկ արժեջների միջինը, Մեր կողմից ստացված օրրիտի էլեմենտները միջին ճաշվով ջիչ են տարբերվում այլ ճեղինակների կողմից ստացված էլեմենտներից (աղյուսակ 9)։

Մհը կողմից ստացված ուլտրամանիչակագույն պայծառու-Թյան կորի ճշգրիտ լուծման համար անհրաժեշտ է որոշել այդ տիրույթի համար անգրադարձման և էլիպսոիդալության գործակիցները, Նշված էֆեկտները Ալգոլի սիստեմի համար չափաղանց աննչան են, այդ պատճառով դժվար է որոշել նրանց մեծությունները մեր լուսանկարչական դիտումներից, Ինչ վերարերում է էլիպսոիդալության գործակցին, ապա այդ մեծությունը կարելի է համարել անկախ ալիջային երկարությունից և ընդունել նրա համար նույնպես 0,0079 արժեթը, Ուլտրամանիշակագույն (λ=3440 Å) և լուսանկարչական (λ= 4500 Å) կորերի համեմատման համար կատարված է այդ կորերի ռեկտիֆիկացիա էլիպսոիդալությունը հաշվի առնելու նպատակով, Ռեկտիֆիկացիայից հետո երկու կորերը լուծված են, ընդունելով որ

սիստեմի պայծառությունը հավասար է մեկի ոչ թե 🗍 ֆազում,

այլ խավարումը սկսվելու մոմենտին (առաջին կոնտակտի ժամանակ)։ Երկրորդական մինիմումի ռեկտիֆիկացված խորու-Թյունը ուլտրամանիջակադույն տիրույթում ընդունված է չավասար ղերոի, որովչետև երկրորդական աստղի չարաթերական լուսատվությունը այդ տիրույթում ջատ ավելի փոքր է, քան սպեկտրի լուսանկարչական մասում։

Այդ և թկու կորերի լուծման արդյուն քների համևմատու-Եյունը ցույց է տալիս, որ կարելի է նրանց համաձայնեցնել, են-Թաղթևլով, որ λ. 4300 Å ալիքային երկարու Եյուն ունեցող տի-

ըույթում գլխավոր աստղի օկավառակի մթացման դործակիցը (коэффициент потемнения) Jamudarumbu 0,22-nd dbd t h== = 3440 A այիքային երկարություն ունեցող տիրույթին համապատասխանող գործակցից։ x340 ամեն մի գործակցին համապատասխանում է այնպիսի մի X4500 գործակից, որը համաձայնության է բերում երկու կորերից ստացված էլեմննտների սիստեմները։ Ելնելով AO դասին մոտ դտնվող աստղերի սպեկտրը-Ներում գոյություն ունեցող բալմերյան թոիչթից, պետջ էր սպասել հենց այդպիսի առնչություն հիշյալ երկու գործակից-Ների միջև։ Իսկապես, Թոիչթի գոյությունը ինընրստինըյան ցույց է տալիս, որ այդ աստղերում անընդհատ կլանումը թերիչթից ավելի կարճալիք մասում շատ ավելի մեծ է, քան նրկարայիք տիրույթում։ Իսկ դա նշանակում է, որ խավարման գործակիցը ավելի վութը էւ 15-րդ աղյուսակից երևում է, որ դիտումներից ստացված խավարման այդ երկու գործակիցների առըն. չությունը համընկնում է տեսականորեն ստացվող առնչության հետ։ Այսպիսով, ուլտրամանիջակագույն և լուսանկարչական պայծառության կօրերի համեմատումը տալիս է այդ երկու տիրույթ-Ներին համապատասխանող գործակիցների մի առնչություն։

Այնուհետև, փորձ է արված այդ գործակիցների արժեջները Ճշտելու համար օգտագործել սպեկտրոֆոտոմետրիկ դիտումների արգյունջները։ Ցույց է տրված, որ գլխավոր աստղի սկավառակի անհավասարաչափ պայծառության շնորհիվ 0 և

 $rac{\pi}{2}$ ֆազերին համապատասխանող սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրա-

դիենտների տարբերությունը արտահայտվում է (4.7) հավասարումով, Յույց է տրված, որ խավարման գործակցի ածանցյալը, ըստ ալիջային Թվի, կարելի է հաստատուն համարել սպեկտրալ այն տիրույթներում, որոնց համար կառուցված են հարաբերական սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները։ Եթե աստղի սկավառակն ունի հավասարաչափ պայծառություն, ապա կոմպոնենտների հարաբերական կշիռների փոփոխությունով պայմանավորված գրադիենտների փոփոխությունը արտահայտվում է (4,13) բանաձևով։ Նշված երկու պատճառների համատեղ ազդեցության դեպջում գրադիենտների փոփոխությունը արտահայտվում է (5.2) բանաձևով։ Օգտագործելով հիշյալ բանաձևերը և սպեկտրոֆոտոմետրիկ դիտունների արգյունըները, ստացված է ալիջային երկարությունից խավարման գործակցի կախման կորերի մի բն-

ԱԼԳՈԼԻ ՍԳԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

տանիջ, Այդ ընտանիջից դիտումներին բավարարող կորի միարժեջ ընտրության ճամար անճրաժեշտ է դիտենալ երկրորդ աստղի սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիհնտի շատ ճշգրիտ արժեջը։ ներկա մամանակ ճայտնի է, որ այդ աստղի ջերմաստիճանը պետջ է շատ մոտ լինի Արևգակի ջերմաստիճանին, Մեր ստացած ընտանիջի այն կորը, որը ճամապատասխանում է Արեգակի ջերմաստիճանին, ճամընկնում է չեզոջ ջրածնով պայմանավորված անընդճատ կլանմանը ճամապատասխանող խավարման դործակցի արժեջների ճետ։ Այսպիսով, դիտուններից ստացված խավարման դործակցի մեծությունները ճաստատում են տեսական այն եղրակացությունը, որ չեզոջ ջրածինը ճանդիսանում է AO սպեկտրալ դասին մոտ գտնվող աստղերում ան-

ընդհատ կլանման հիճնական աղբյուրը։ Դրանից ևլնհլով, 4300 Ă ալիջային հրկարություն ունեցող տիրույթում խավարման գործակցի ամենահավանական արժեջը կարելի է համարել 0,45-Այդ դհպջում կոմպոնենտների սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանները ստացվում են հավասար 18000° և 5300°,

Ջրածնի H₁ և H₂ գծերի հետազոտությունը կատարված է Ղրիմի աստղադիտարանի 1200 մմ տրամագիծ ունեցող դիտակի օգնությամբ ստացված սպեկտրոգրանների հիման վրա, Ցույց է տրված, որ այդ գծերի կոնտուրները և համարժեք լայնությունները չեն փոփոխվում խավարման ֆազի փոփոխման ժամանակ։ 0. Ա. Մելնիկովի կողմից մշակված մեթոդով որոշված են գլխավոր աստղի հետևյալ ֆիզիկական պարամետրերը՝

Արջին մեծությունը ստացված է մեր կողմից դիտված և Ջ. Վերվեյի կողմից տարբեր ջեմաստիճանների ու ծանրության ուժի արագացունների համար հաչված ջրածնային գծերի կոնտուրների համեմատման միջոցով։ Ստացված պարամետրերը ցույց են տալիս, որ գլխավոր աստղը ըստ ջրածնի գծերի հանդիսանում է գլխավոր հաջորդականության աստղ։

Այնունետն նետազոտված է գլխավոր աստղի մթնոլորտում էլեկտրոնային ճնշման մի ուրիշ ցուցանիշ՝ բալմերյան սերիայի

Մ. Ա. ԱՌԱՔԵԼՑԱՆ

վերջին տեսանելի գծի կվանտային համարը։ Ցույց է տրված, որ այդ մեծությունը նույնպես չի փոփոխվում խավարման ֆազի փոփոխության հետ. Ջրածնային գծերի կոնտուրների և բալմերյան վերջին դծի համարի անփոփոխությունից հետևում է, որ նրանք շատ աննշան են փոփոխվում անցնելով աստղի սկավառակի կենտրոնից դեպի եգրը։

Աշխատանջի վերջում հաշված են Ալգոլի սիստեմի հարաթերական և բացարձակ էլեմենտները, ընդունելով, որ գլխավոր աստղի խավարման դործակիցը 4500 Å ալիջային երկարություն ունեցող տիրույթում հավասար է 0,451 Ընդ որում, ընդունված է Գ. Ա. Շայնի և Օ. Ստրուվեի մեթողով գլխավոր աստղի համար ստացված պատման արագությունը։ Գլխավոր աստղը ըստ ղանգվածի, շառավղի և լուսատվության, ինչպես նաև ըստ ջրածնային գծերի կոնտուրների և մյուս ֆիզիկական պարամետրերի, հանդիսանում է գլխավոր հաջորդականության սովորական աստղ, Երկրորդական աստղը, ինչպես և մի շարջ ուրիշ խավարուն սիստեններում, տիպիկ ենթանսկա է։

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Steblins, Ap. J. 32, 185, 1910.

2. J. Stebbins, Ap. J. 53, 105. 1921.

3. M. Smart, M. N. 97, 402, 1937.

4. H. Schapley, Ap. J. 40, 219, 1914.

5. Zd. Kopal, Ap. J. 96, 399, 1942.

6. J. Hall, Ap. J. 90, 449, 1939.

7. А. А. Белопольской, Изв. ГАО, 1, 101. 1906.

8. R. Curliss, Ap. J. 28, 150, 1908.

9. D. McLaughlin, Publ. Michigan Obs., 6, No 2, 1134.

10. I. Barney, A. J. 35, 95, 1923.

11. O. Struvz, C. T. Elvey, M. N. 91, 664, 1931.

12. W. W. Morgan, Ap. J. 81, 348, 1935.

13. О. А. Мельников. Цирк. ТАО, № 37, 65. 1935.

14. A. Beer, Zd. Kopal, Ann. d'Ap. 17, 443, 1954.

15. Sky and Telescope. 15, 313, 1956.

16. D. Chalonge, L. D'van, G. de Strobel, C. R. 238, 1863. 1954.

17. B. A. Kpam, Zs. f. Ap. 5, 60, 1932.

18. О. А. Мельников, Б. К. Ионнисиани. Изв. ГАО, № 147, 55. 1941.

19. Sky and Telesrope, 13, 285, 1954.

20. D. Barbier, D. Chalonge, The Observatory, 62, 273. 1939.

21. J. Stebbins, A. Whitfo.d, Ap. J. 102, 100, 1945.

22. В. А. Крат, Бюлл. АОЭ № 15, 1938; Zs. f. Ap. 11, 71, 1935.

23. Н. М. Гольдберг-Рагозинская, Изв. ГАО, № 147, 64, 1951.

24. B. A. Kpam, A. K. 11, 407, 1934.

25. В. А. Крат, Цирк. ГАО, № 32, 87, 1941.

26. P. A. Kpam, II. 3, 6, 160. 1947.

27. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. М., 1947.

28. Э. Р. Мустель. Труды ГАИШ, 13, вып. 2, 1940.

29. B. A. Kpam, A. W. 12, 21. 1935.

30. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов и др., Переменные звезды, т. 3. М.—Л., 1947.

31. D. Barbier, D. Chalonge, Ann. d'Ap. 4. 31. 1941.

32. S. Chandrasekhar, G. Münch, Harvard Circular N 453, 1951.

33. G. Kuiper, Ap. J. 88, 429. 1938.

34. Y. Hosokawa, Sendai Astronom. Raportoj, № 42. 1955.

35. И. М. Копы юв, Изв. Крымс. астрофиз. обс., 11, 44, 1954.

36. C. T. Elvey, Ph. Keenan, Ap. J. 74, 223, 1931.

37. О. А. Мельников, Уч. Зап. ЛГУ. № 153, 80, 1952.

38. О. А. Мельников, А. Ж. 31, 249, 1954.

39. Н. В. Новочадова, Уч. Зап. ЛГУ, № 153, 105, 1952.

40. J. Greenstein, Ap. J. 95, 161, 1942.

41. D. Verveij, Publ. Astr. Inst. Amsterdam, No 5, 1936.

42. О. А. Мельников, Изв. ГАО (в печати).

43. G. de Strobel, D. Chalonge, L. Divan, Mem. Soc. Astr. Italiana 26, 257, 1955.

44. G. de Strobel, Contr. dell'Osserv. in Aslago, Ne 61, 1954.

45. B. Strömgren, Zs. f. Ap. 10, 237, 1935.

46. R. Wooley, M. N. 94, 631, 1937.

47. М. А. Аракелян. Изв. АН Армянской ССР (серия ФМЕТ наук) (в нечати).

48. П. П. Паренаго, Усп. Астр. Наук 4, 257, 1948.

49. П. П. Паренаго, А. Ж. 14, 33, 1937.