ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

Том 86

Москва "Наука"
1992

УДК 523

Известия Крымской астрофизической обсерватории. Т. 86. – М.: Наука, 1992. – 216 с. – ISSN 0367-8466. – ISBN 5-02-000300-X

В 86-м томе "Известий Крымской астрофизической обсерватории" публикуются оригинальные статьи, в которых представлены результаты выполненных в обсерватории спектральных и фотометрических исследований некоторых пекулярных звезд, квазаров и активных ядер галактик, различных проявленной солнечной активности, электрических токов и магнитных полей в активных образованиях; рассмотрены некоторые методические вопросы в связи с интерпретацией результатов наблюдений; приведены разработки новых устройств и приспособлений, расчеты новых оптических систем с широким плоским полем зрения.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

Bulletin Crimean Astophysical Observatory. Vol. 86. – M.: Nauka, 1992. – 216 p.

The 86 volume of the "Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory" presents original papers discussing the results of spectral and photometric investigations of several peculiar stars, quazars and galaxy active nuclei, various manifestations of solar activity, electic currents and magnetic fields in active formations. The problems of interpretation of the observational data connected with technique of the observations are also considered. The desingns of original facilities and instruments and the computations of new optical systems with wide flat field of view are reported.

The collection of papers is intend for specialists in astronomy and astrophysisc.

И $\frac{1605040000-221}{042(02)-92}$ Без объявл.

ISBN 5-02-000300-X

Нет в N период из-на на все книги

УДК 524.3

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ КО ГИГАНТА δ Tau СКОПЛЕНИЯ ГИАДЫ

И.С. Саванов, М.Е. Боярчук

На основе высокодисперсионного наблюдательного материала и модели атмосферы с параметрами $T_{эф}$ = 5000 K, lg$g$ = 2,6 и ξ_t = 2,7 км/с определены содержания 25 элементов в атмосфере КО гиганта δ Tau, входящего в скопление Гиады. Химический состав δ Tau оказался близким к составу атмосферы другого КО гиганта из Гиад – ϵ Tau, изученного нами ранее. Содержание железа в атмосфере δ Tau близко к его содержанию в атмосфере Солнца и отличается от определений величин [Fe/H] в атмосферах G карликов Гиад. При анализе вероятных причин расхождений рассматриваются указания на возможные существования отклонений от ЛТР, влияющих на населенности уровней с низкими потенциалами возбуждения E_l ряда нейтральных элементов. Значение микротурбулентной скорости, определенной по линиям Fe I с высокими значениями E_l, ξ_t = 3,0–3,2 км/с и оказывается выше, чем считалось ранее характерным для атмосфер G–K гигантов.

CHEMICAL COMPOSITION OF THE HYADES KO GIANT δ Tau, *by I.S. Savanov, M.E. Boyarchuk.* On the base of high dispersion spectrograms and model atmosphere with the parameters T_{eff} = 5000 K, lg$g$ = 2.6 and ξ_t = 2,7 km/s the abundances of 25 elements in the atmosphere of Hyades giant δ Tau are obtained. Chemical composition of δ Tau is found to be similiar to that one of another Hyades giant ϵ Tau which we investigated earlier. Iron abundance in the atmosphere of δ Tau is close to the solar value and conflicts with the enrichment in [Fe/H] of 0,12 dex in Hyades G dwarfs. We discuss possible reasons for this discrepancy connected with NLTE effects influenced on lines of neutral elemenst arising from levels having low excitation potentials E_l. The value of microturbulent velocity obtained from the analysis of FeI lines with high potentials E_l is equal to ξ_t = 3,0–3,2 km/s and larger than was regarded earlier as typical for G–K giants.

Введение

С появлением новых классов твердотельных приемников, позволяющих регистрировать спектры звезд с высоким отношением сигнал/шум, анализ звезд, принадлежащих к скоплению Гиады (его возраст составляет $6{,}7 \cdot 10^8$ лет, модуль расстояния 3,36 ± ± 0,04 [1]), вновь стал привлекать внимание исследователей (см. [2]). Поскольку Гиады являются ближайшим к нам звездным скоплением, расстояние до него служит для установления шкалы расстояний во Вселенной. Возраст скопления составляет около одной десятой возраста Солнца, и его химический состав может давать информацию об обогащении Галактики тяжелыми элементами после того, как образовалось наше Солнце. Однако, как известно, количественные оценки металличности Гиад дают неоднозначные значения, например, таких величин, как [Fe/H] [3].

Среди результатов, полученных спектроскопическими методами, имеется большой разброс определений [Fe/H] – от –0,09 dex [4] до +0,41 dex [5]. Из полученных в последние годы заслуживают наибольшего внимания результаты анализа примерно 35 линий Fe I у 10 карликов солнечного типа из этого скопления, опубликованные в [6] (величина [Fe/H] составляет + 0,12 ± 0,03), в котором была достигнута более высокая по отношению к предыдущим исследованиям точность прежде всего благодаря высококачественному наблюдательному материалу и учету возможных ошибок вследствие

выбора параметров моделей атмосфер. Последующие определения [7] и [2] полностью подтвердили результаты [6], причем, согласно [2], величина [Fe/H] для Гиад равна +0,127 ± 0,022 (15 линий, 14 звезд).

Подчеркнем, что перечисленные выше исследования основывались на изучении звезд-карликов, принадлежащих к скоплению Гиады, – как солнечного типа, так и более горячих, с $T_{эф}$ вплоть до 7000 К. Среди исследований гигантов спектрального класса К данного скопления отметим статью [8], в которой Гриффином и Холвегером проведен анализ атмосферы гиганта из Гиад γ Tau дифференциальным методом по отношению к стандартной звезде КО III β Gem. Исследования этих авторов привели к выводу о пониженном (на 0,06 dex) содержании железа в атмосфере γ Tau относительно Солнца, что заметно отличается от определений величины [Fe/H] в атмосферах карликов Гиад. Рассматривая возможные причины данного расхождения, Гриффин и Холвегер обратили внимание на то, что увеличенный уровень хромосферной активности у γ Tau (согласно [9], имеется избыток *UV* потока для θ^1 и γ Tau и в меньшей степени для δ и ϵ Tau) может приводить к изменениям в температурной структуре ее фотосферы по сравнению с обычным гигантом и вызывать неточности определения содержаний при дифференциальном анализе. При этом, согласно [8], увеличение температуры на 100 К для оптических глубин $\tau < 0{,}1$ может привести к увеличению значения [Fe/H] на 0,07 dex.

В предыдущем нашем исследовании [11] мы выполнили анализ атмосферы гиганта в скоплении Гиад – ϵ Tau, в настоящем представляем результаты для δ Tau.

Выбор модели и определения содержаний элементов

Принятая методика анализа атмосфер гигантов спектрального класса К была описана нами ранее (см., например, [10, 11]). Фотографические спектрограммы звезды δ Tau были получены со спектрографом фокуса куде телескопа ЗТШ в 1986 г. Отобранные нами четыре спектрограммы охватывают диапазон длин волн λ6850–4700 Å. Дальнейшая обработка была аналогична представленной в [10]. В табл. 1 приведены результаты усредненных по двум регистрограммам измерений эквивалентных ширин линий W_λ. Как и ранее, анализ химического состава атмосферы δ Tau основывался на моделях из сетки Белла и др. [12], а также на дополнительных моделях, предоставленных К. Эрикссоном. Для определения параметров модели атмосферы мы рассмотрели два критерия (рис. 1). В качестве первого критерия было выбрано сопоставление наблюдаемых и теоретических профилей линии водорода H_α. Сопоставление проводилось для трех участков профиля, отстоящих от ядра линии на $\Delta\lambda$ = 2, 2,5 и 3 Å. Наблюдаемые профили были получены по спектрограммам с отношением сигнал/шум (S/N) порядка 120–150, зарегистрированным ПЗС-камерой, установленной в первой камере спетрографа куде ЗТШ.

Второй примененный нами независимый критерий основан на эквивалентной ширине W_0 эмиссионной детали линии *K* Ca II (W_0 = 1,809) [13], в значительной степени зависящей от светимости звезды (см. эмпирическую калибровку в [14]):

$$\lg W_0 = 1{,}65 \lg T_{эф} - 0{,}22 \lg g + 0{,}10\,[\mathrm{Fe/H}] - 3{,}73.$$

В связи с тем что содержание железа в атмосфере δ Tau (как будет показано ниже) близко к солнечному значению, зависимостью $\lg W_0$ от [Fe/H] мы пренебрегли.

На основании рис. 1 можно заключить, что δ Tau наилучшим образом соответствует модель $T_{эф}$ = 5000 К и $\lg g$ = 2,6. Отметим, что модель с аналогичными значениями параметров применялась нами при анализе звезды ϵ Tau [11]. Значимых различий в $T_{эф}$ и $\lg g$ для этих звезд нам обнаружить не удалось.

Микротурбулентная скорость ξ_t в атмосфере δ Tau была определена по линиям нейтрального железа с различными величинами эквивалентных ширин. Согласно нашей оценке, значение ξ_t у δ Tau равно 2,7 км/с, что сопоставимо с результатом для ϵ Tau (ξ_t = 3,0 км/с).

Таблица 1

Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре δ Tau, параметры линий и содержания элементов

λ, Å	n	E_l	lggf	W_λ, мÅ	lg ϵ
1	2	3	4	5	6
Li I					
6707,80	1	0,00	+0,18	0,022	0,44
Na I					
6160,75	5	2,10	−1,27	0,135	6,51
6154,23	5	2,10	−1,57	0,117	6,60
5688,22	6	2,10	−0,42	0,171	6,23
5682,63	6	2,10	−0,67	0,167	6,44
5148,85	8	2,10	−2,06	0,090	6,82
4982,83	9	2,10	−0,95	0,180	6,91
Mg I					
6319,24	23	5,11	−2,20	0,066	7,75
5711,10	8	4,34	−1,71	0,150	7,33
5528,42	9	4,34	−0,48	0,270	7,56
Al I					
6698,67	5	3,14	−1,65	0,062	6,09
6696,03	5	3,14	−1,34	0,097	6,33
5557,10	6	3,14	−2,10	0,043	6,10
Si I					
6721,84	38	5,86	−1,01	0,071	7,40
6244,48	27	5,61	−0,72	0,088	7,16
6155,70	29	5,62	−1,79	0,027	7,15
6155,21	29	5,62	−0,30	0,113	7,04
6145,02	29	5,61	−0,84	0,073	7,08
6142,49	30	5,62	−0,99	0,058	6,89
6131,58	30	5,61	−1,16	0,070	7,33
5948,55	16	5,08	−1,23	0,130	7,77
5793,13	9	4,93	−2,05	0,081	7,70
5701,14	10	4,93	−2,05	0,055	7,19
5690,47	10	4,93	−1,87	0,087	7,56
5665,56	10	4,92	−2,04	0,079	7,63
Ca I					
6572,80	1	0,00	−4,15	0,131	6,15
6499,65	18	2,52	−0,82	0,155	6,21
6471,67	18	2,52	−0,69	0,175	6,33
6449,82	19	2,52	−0,52	0,197	1,49
6439,08	18	2,52	+0,39	0,262	6,03
6169,56	20	2,52	−0,48	0,185	6,06
6169,04	20	2,52	−0,80	0,160	6,14
6166,44	20	2,52	−1,14	0,117	5,97
6162,18	3	1,90	−0,09	0,297	6,00
6161,30	20	2,52	−1,27	0,133	6,36
6122,23	3	1,89	−0,27	0,293	6,09
6102,73	3	1,88	−0,75	0,195	5,83
5857,55	47	2,93	+0,24	0,202	6,07
5590,12	21	2,52	−0,57	0,157	6,06
5588,76	21	2,52	+0,36	0,205	5,71
5581,97	21	2,52	−0,96	0,161	6,58
5512,98	48	2,93	−0,45	0,147	6,27

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
Sc I					
5717,30	12	1,44	−0,41	0,018	2,95
5686,83	12	1,44	+0,53	0,075	3,12
5671,83	12	1,45	+0,64	0,082	3,09
5520,50	15	1,86	+0,42	0,023	2,68
5484,62	16	1,85	+0,08	0,027	3,11
5083,71	13	1,44	+0,42	0,048	2,62
Sc II					
6604,60	19	1,36	−1,14	0,103	2,99
6320,85	28	1,50	−1,77	0,041	2,66
6300,68	28	1,51	−1,84	0,040	2,69
6245,62	28	1,51	−0,99	0,087	2,84
5684,19	29	1,51	−1,07	0,096	3,11
5667,16	29	1,50	−1,28	0,074	3,02
5657,87	29	1,51	−0,56	0,124	3,01
5552,25	25	1,45	−2,43	0,021	3,32
Ti I					
6743,13	48	0,90	−1,64	0,100	4,84
6556,08	102	1,46	−1,03	0,094	4,84
6554,24	102	1,44	−1,14	0,086	4,81
6336,11	103	1,44	−1,66	0,053	4,57
6312,24	104	1,46	−1,49	0,058	4,55
6303,76	104	1,44	−1,48	0,063	4,76
6258,11	104	1,44	−0,39	0,122	4,59
6126,22	69	1,07	−1,31	0,100	4,77
6091,18	238	2,27	−0,35	0,065	4,72
6064,63	69	1,05	−1,74	0,065	4,67
5978,55	154	1,87	−0,29		
5965,83	154	1,88	−0,22	0,115	4,89
5953,16	154	1,89	−0,18	0,113	4,81
5937,81	72	1,07	−1,95	0,076	5,27
5922,11	72	1,05	−1,47	0,111	5,07
5903,32	71	1,07	−2,04	0,051	4,59
5899,30	72	1,05	−1,10	0,137	5,19
5880,31	71	1,05	−1,70	0,062	4,61
5866,45	72	1,07	−0,84	0,152	5,05
5702,66	249	2,29	−0,73	0,048	4,69
5662,16	249	2,32	−0,06	0,090	4,89
5648,50	269	2,49	−0,44	0,054	4,81
5490,16	107	1,46	−0,87	0,100	4,88
5460,50	3	0,05	−2,88	0,095	5,15
5426,26	3	0,02	−3,05	0,072	5,03
5384,64	35	0,83	−2,97	0,013	4,80
5351,07	300	2,78	−0,02	0,061	5,00
5338,83	35	0,83	−1,90	0,064	4,65
5295,78	74	1,07	−1,39	0,080	4,67
5282,40	74	1,05	−1,73	0,086	5,10
5259,97	298	2,74	−0,34	0,040	4,77
5219,70	4	0,02	−2,29	0,108	4,77
5201,09	183	2,09	−0,74	0,062	4,99
5192,97	4	0,02	−1,01	0,191	4,70
5152,19	4	0,02	−2,02	0,145	5,04
5147,48	4	0,00	−2,01	0,138	4,90

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
5113,45	109	1,44	−0,72	0,107	4,85
5022,87	38	0,83	−0,43	0,148	4,48
5020,03	38	0,84	−0,41	0,151	4,51
5016,16	38	0,85	−0,57	0,124	4,32
4997,10	5	0,00	−2,12	0,133	5,03
4926,15	39	0,82	−2,16	0,046	4,55
4870,13	231	2,25	+0,19	0,125	5,21
4840,87	53	0,90	−0,51	0,120	4,30
4820,41	126	1,50	−0,37	0,110	4,69
Ti II					
6607,02	91	2,06	−2,90	0,046	4,80
5492,82	68	1,57	−3,19	0,055	5,00
5418,80	69	1,58	−2,20	0,113	4,99
5336,80	69	1,58	−1,75	0,157	5,28
5226,55	70	1,56	−1,24	0,185	5,20
5185,91	86	1,88	−1,56	0,151	5,38
5154,07	70	1,56	−1,92	0,156	5,51
5129,16	86	1,88	−1,51	0,156	5,35
4911,20	114	3,11	−0,42	0,099	4,72
4865,62	29	1,12	−2,75	0,090	4,75
V I					
6785,00	31	1,05	−1,85	0,035	3,90
6605,92	48	1,19	−1,32	0,038	3,68
6531,43	48	1,22	−0,84	0,065	3,92
6504,19	48	1,18	−1,23	0,060	4,12
6452,31	48	1,19	−1,21	0,054	3,80
6292,81	19	0,29	−1,47	0,093	3,88
6285,16	19	0,28	−1,51	0,085	3,81
6274,66	19	0,27	−1,67	0,078	3,88
6256,91	19	0,28	−2,01	0,050	3,51
6251,82	19	0,29	−1,34	0,112	4,04
6243,11	19	0,30	−0,98	0,153	4,30
6216,36	19	0,28	−1,29	0,126	4,19
6199,19	19	0,29	−1,28	0,110	3,93
6135,37	34	1,05	−0,75	0,080	3,89
6119,53	34	1,06	−0,32	0,103	3,82
6111,65	34	1,04	−0,71	0,085	3,92
6090,22	34	1,08	−0,06	0,108	3,65
6081,45	34	1,05	−0,58	0,097	3,97
6058,17	34	1,04	−1,37	0,026	3,51
6039,74	34	1,06	−0,65	0,084	3,89
6002,64	34	1,05	−1,58	0,030	3,80
6002,30	89	1,22	−1,77	0,013	3,89
5776,74	36	1,08	−1,54	0,023	3,80
5743,44	35	1,08	−0,97	0,071	4,09
5737,04	35	1,06	−0,74	0,084	4,01
5731,22	36	1,06	−0,73	0,096	4,14
5727,66	35	1,05	−0,85	0,059	3,64
5727,05	35	1,08	−0,01	0,124	3,88
5703,56	35	1,05	−0,21	0,111	3,84
5670,86	36	1,08	−0,42	0,106	4,03
5657,45	37	1,06	−1,02	0,049	3,60
5646,11	37	1,05	−1,19	0,047	3,73

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
5632,47	1	0,07	–3,22	0,051	4,59
5626,01	37	1,04	–1,25	0,039	3,68
5624,88	37	1,05	–1,07	0,070	4,21
5604,96	37	1,04	–1,29	0,041	3,74
4832,43	3	0,00	–1,50	0,089	3,69
4831,64	3	0,02	–1,38	0,100	3,77
4827,45	3	0,04	–1,48	0,141	4,48
Cr I					
6661,08	282	4,09	–0,22	0,047	5,15
6630,03	16	1,03	–3,58	0,065	5,73
6612,20	282	4,16	–0,78	0,030	5,67
6537,93	16	1,00	–3,87	0,023	5,01
6529,19	265	3,89	–1,56	0,030	6,15
6330,10	6	0,94	–2,70	0,114	5,40
5884,45	119	3,01	–2,11	0,015	5,68
5844,61	119	3,00	–1,93	0,039	5,79
5843,23	119	3,01	–2,41	0,022	6,05
5838,67	119	3,00	–1,98	0,039	5,79
5798,51	17	1,07	–3,97	0,027	5,44
5790,66	17	1,00	–3,87	0,022	5,21
5788,39	119	3,01	–1,78	0,038	5,67
5787,99	188	3,32	–0,08	0,099	5,42
5783,93	188	3,32	–0,30	0,103	5,69
5783,07	188	3,32	–0,12	0,085	5,26
5781,81	188	3,32	–0,47	0,080	5,53
5772,67	227	3,55	–1,73	0,018	5,93
5746,42	243	3,85	–1,09	0,031	5,74
5738,55	227	3,55	–1,49	0,041	5,91
5729,20	257	3,84	–1,13	0,017	5,76
5719,82	119	3,01	–1,65	0,013	5,41
5712,78	119	3,01	–1,09	0,070	5,84
5694,74	239	3,86	–0,17	0,065	5,77
5649,39	239	3,84	–0,76	0,034	5,57
5648,25	239	3,83	–0,77	0,022	5,39
5628,65	203	3,42	–0,77	0,057	5,52
5409,79	18	1,03	–0,72	0,289	5,78
5348,32	18	1,00	–1,29	0,205	5,71
5345,81	18	1,00	–0,98	0,252	5,76
5344,76	225	3,45	–0,47	0,041	4,98
5340,45	225	3,44	–0,73	0,061	5,65
5329,14	94	2,91	–0,06	0,142	5,61
5318,77	225	3,44	–0,69	0,052	5,42
5312,87	225	3,45	–0,56	0,064	5,65
5300,75	18	0,98	–2,13	0,154	5,61
5296,69	18	0,98	–1,39	0,214	5,85
5293,38	192	3,38	–1,23	0,024	5,45
5287,18	225	3,44	–0,91	0,060	5,84
5272,01	225	3,45	–0,42	0,074	5,65
5247,57	18	0,96	–1,63	0,176	5,45
5238,96	59	2,71	–1,31	0,084	5,80
5214,13	193	3,37	–1,56	0,051	6,15
5208,44	7	0,94	+0,17	0,408	5,15
5206,04	7	0,94	–0,03	0,330	5,07
5204,52	7	0,94	–0,20	0,395	5,45

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
5200,18	201	3,38	−0,56	0,095	5,94
5112,49	19	1,00	−4,32	0,042	5,97
5072,92	8	0,94	−2,73	0,143	5,82
4966,80	259	3,85	−1,35	0,022	6,16
4953,72	166	3,12	−1,65	0,028	5,75
4936,33	166	3,11	−0,23	0,119	5,70
Cr II					
5310,70	43	4,07	−2,17	0,041	5,52
5308,44	43	4,07	−1,74	0,057	5,55
5305,85	24	3,83	−2,04	0,054	5,51
Mn I					
6021,80	27	3,07	+0,03	0,190	5,82
6016,64	27	3,07	−0,31	0,170	5,62
6013,50	27	3,07	−0,25	0,173	5,62
5537,72	4	2,19	−2,28	0,162	6,64
5516,74	4	2,18	−1,85	0,179	6,41
5505,87	4	2,18	−2,50	0,156	6,88
5457,47	4	2,16	−2,89	0,080	6,00
5432,55	1	0,00	−3,80	0,212	6,44
5420,36	4	2,14	−1,46	0,240	6,93
5413,68	42	3,86	−0,63	0,089	5,86
5399,49	42	3,85	−0,32	0,121	5,88
4823,52	16	3,26	+0,14	0,252	6,50
Fe I					
6810,27	1197	4,61	−1,13	0,081	7,23
6750,16	111	2,41	−2,62	0,143	7,12
6739,54	34	1,56	−5,65	0,060	7,89
6733,15	1195	4,62	−1,56	0,075	7,78
6725,36	1052	4,09	−2,20	0,056	7,12
6710,32	34	1,48	−4,97	0,089	7,61
6705,10	1197	4,59	−1,35	0,100	7,77
6703,58	268	2,75	−3,16	0,106	7,49
6678,00	268	2,68	−1,46	0,230	7,17
6648,12	13	1,01	−4,96	0,088	7,04
6646,97	206	2,61	−4,33	0,068	8,02
6609,69	13	0,99	−2,69	0,077	4,77
6593,88	168	2,42	−2,42	0,190	7,50
6574,25	13	0,99	−5,00	0,133	7,70
6518,37	342	2,82	−2,67	0,130	7,48
6498,94	13	0,95	−4,70	0,133	7,35
6496,46	1258	4,77	−0,69	0,110	7,41
6495,74	1253	4,81	−1,00	0,078	7,34
6494,99	168	2,39	−1,27	0,287	7,25
6481,88	109	2,27	−2,98	0,152	7,48
6475,63	206	2,55	−2,90	0,139	7,53
6430,86	62	2,17	−2,01	0,227	7,21
6421,36	111	2,27	−2,03	0,223	7,69
6419,96	1258	4,71	−0,36	0,136	7,38
6411,66	816	3,64	−0,81	0,185	7,31
6408,03	816	3,67	−1.16	0,157	7,39
6393,61	168	2,42	−1,77	0,220	7,17
6358,69	13	0,86	−4,47	0,190	7,95
6355,04	342	2,84	−2,44	0,165	7,77

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
6353,83	13	0,91	−6,08	0,030	7,01
6336,83	816	3,67	−1,00	0,176	7,48
6335,34	62	2,19	−2,38	0,197	7,28
6330,85	1254	4,71	−1,65	0,072	7,81
6322,69	207	2,58	−2,43	0,161	7,42
6315,82	1014	4,06	−1,68	0,084	7,28
6201,51	816	3,64	−1,00	0,195	7,76
6297,80	62	2,21	−2,74	0,157	7,34
6270,23	342	2,85	−2,67	0,140	7,69
6265,14	62	2,17	−2,55	0,195	7,61
6252,56	169	2,39	−1,69	0,227	7,35
6246,32	816	3,59	−0,98	0,188	7,61
6240,65	64	2,21	−3,34	0,125	7,34
6219,29	62	2,19	−2,43	0,184	7,29
6213,43	62	2,21	−2,68	0,175	7,56
6200,32	207	2,60	−2,44	0,165	7,57
6188,00	959	3,93	−1,71	0,115	7,60
6180,21	269	2,72	−2,77	0,150	7,81
6173,34	62	2,21	−2,88	0,166	7,55
6165,30	1018	4,12	−1,52	0,100	7,42
6120,25	14	4,28	−3,00	0,045	8,02
6103,19	1260	4,83	−0,95	0,151	8,41
6096,67	959	3,97	−1,92	0,085	7,42
6093,64	1177	4,59	−1,55	0,078	7,72
6079,02	1176	4,63	−1,21	0,093	7,59
6078,50	1259	4,77	−0,74	0,133	7,83
6065,49	207	2,60	−1,53	0,218	7,30
6056,01	1259	4,71	−0,76	0,127	7,75
6027,06	1018	4,06	−1,22	0,120	7,33
6024,07	1178	4,53	−0,17	0,178	7,74
6007,96	1178	4,63	−1,05	0,120	7,90
6003,03	959	3,86	−1,31	0,148	7,66
5987,06	1260	4,77	−0,80	0,148	8,18
5983,69	1175	4,53	−0,89	0,135	7,78
5956,70	14	0,86	−4,60	0,140	7,34
5952,75	959	3,97	−1,46	0,122	7,56
5930,17	1180	4,63	−0,30	0,153	7,61
5929,70	1176	4,53	−1,37	0,087	7,62
5916,25	170	2,44	−2,99	0,143	7,60
5905,68	1181	4,63	−0,79	0,116	7,54
5862,36	1180	4,53	−0,55	0,142	7,58
5858,77	1084	4,20	−2,28	0,052	7,41
5856,08	1128	4,28	−1,58	0,086	7,51
5855,13	1179	4,59	−1,65	0,072	7,74
5853,18	35	1,48	−5,22	0,060	7,58
5827,89	552	3,27	−3,40	0,046	7,24
5809,25	982	3,87	−1,81	0,102	7,52
5793,93	1086	4,20	−1,80	0,077	7,53
5778,48	209	2,58	−3,57	0,092	7,63
5775,09	1087	4,20	−1,37	0,112	7.61
5760,35	867	3,63	−2,49	0,080	7,62
5752,04	1180	4,53	−1,22	0,102	7,68
5741,86	1086	4,24	−1,75	0,077	7,55
5731,77	1087	4,24	−1,33	0,100	7,45

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
5705,47	1087	4,28	−1,62	0,071	7,36
5701,55	209	2,55	−2,22	0,150	7,12
5679,03	1183	4,63	−0,97	0,090	7,38
5661,35	1108	4,27	−1,98	0,079	7,85
5653,87	1159	4,37	−1,68	0,087	7,74
5651,48	1161	4,45	−2,04	0,054	7,70
5641,45	1087	4,24	−1,25	0,127	7,78
5636,71	868	3,62	−2,53	0,077	7,65
5619,60	1161	4,37	−1,77	0,098	8,02
5618,65	1107	4,19	−1,41	0,128	7,91
5586,76	686	3,35	−0,31	0,239	7,37
5576,09	686	3,42	−1,01	0,183	7,56
5569,63	686	3,40	−0,67	0,219	7,48
5567,40	209	2,60	−2,80	0,169	8,05
5560,23	1164	4,42	−1,26	0,115	7,74
5546,51	1145	4,35	−1,35	0,115	7,72
5543,94	1062	4,20	−1,15	0,110	7,39
5536,60	345	2,82	−3,80	0,045	7,24
5522,46	1108	4,19	−1,64	0,098	7,70
5501,47	15	0,95	−3,02	0,263	7,65
5491,84	1031	4,17	−2,43	0,045	7,52
5441,32	1144	4,29	−1,77	0,080	7,69
5417,03	1148	4,40	−1,69	0,085	7,79
5406,77	1148	4,35	−1,76	0,084	7,77
5393,17	553	3,23	−0,90	0,219	7,71
5386,34	1064	4,14	−1,83	0,095	7,81
5379,58	928	3,68	−1,58	0,130	7,51
5365,40	786	3,56	−1,18	0,151	7,46
5358,10	628	3,30	−2,95	0,048	7,09
5322,05	112	2,27	−3,02	0,158	7,83
5321,11	1165	4,42	−1,49	0,087	7,63
5307,36	36	1,60	−2,99	0,189	7,42
5294,55	875	3,62	−2,89	0,057	7,71
5293,97	1031	4,12	−1,91	0,096	7,88
5253,48	553	3,27	−1,72	0,153	7,71
5243,80	1089	3,80	−1,25	0,114	7,60
5242,50	843	3,62	−1,00	0,154	7,24
5225,53	1	0,11	−4,79	0,185	7,47
5223,12	880	3,62	−2,37	0,078	7,51
5217,40	553	3,20	−1,19	0,175	7,42
5198,77	66	2,22	−2,14	0,190	7,39
5194,94	36	1,56	−2,09	0,235	7,19
5074,76	1094	4,20	−0,32	0,159	7,30
4994,13	16	0,91	−3,06	0,210	7,16
4973,11	984	3,94	−1,01	0,189	8,28
4950,11	687	3,40	−1,69	0,140	7,53
4946,39	687	3,35	−1,32	0,151	7,32
4930,33	985	3,96	−1,40	0,148	7,96
Fe II					
6456,38	74	3,90	−2,21	0,097	7,31
6432,65	40	2,89	−3,68	0,075	7,29
6416,90	74	3,89	−2,86	0,070	7,54
6407,30	74	3,89	−3,08	0,064	7,60
6369,46	40	2,88	−4,56	0,049	7,41

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
6247,56	74	3,89	−2,45	0,077	7,23
6149,25	74	3,89	−2,89	0,069	7,58
6113,33	46	3,21	−4,51	0,035	7,63
6084,11	46	3,19	−4,15	0,057	7,80
5991,38	46	3,15	−3,66	0,081	7,69
5534,86	55	3,24	−2,94	0,107	7,53
5425,27	49	3,20	−3,49	0,080	7,64
5414,09	48	3,22	−3,52	0,064	7,39
5325,56	49	3,22	−3,43	0,075	7,53
5284,09	41	2,88	−3,31	0,126	7,70
5264,80	48	3,33	−3,00	0,078	7,23
5256,89	41	2,88	−4,43	0,061	7,88
5234,62	49	3,22	−2,41	0,148	7,74
5197,58	49	3,22	−2,62	0,142	7,68
5161,18	35	2,84	−4,64	0,042	7,65
5136,80	35	2,83	−4,69	0,050	7,82
5132,67	35	2,79	−4,46	0,039	7,22
4993,35	36	2,79	−4,00	0,078	7,67
Co I					
6770,97	54	1,88	−1,97	0,101	5,12
6678,85	54	1,96	−2,68	0,043	4,43
6455,00	174	3,63	−0,25	0,060	4,92
6117,00	37	1,78	−2,49	0,036	4,49
6093,15	37	1,74	−2,44	0,078	5,22
5647,24	112	2,28	−1,56	0,075	5,00
5590,74	90	2,04	−1,87	0,078	5,09
5530,78	38	1,71	−2,06	0,087	4,98
5352,05	172	3,58	+0,06	0,092	5,15
5301,04	39	1,71	−2,00	0,118	5,43
5212,70	170	3,51	−0,11	0,068	4,88
Ni I					
6767,78	57	1,83	−2,19	0,117	5,42
6643,64	43	1,68	−2,41	0,183	6,47
6598,61	249	4,23	−1,13	0,106	7,01
6586,32	64	1,95	−2,91	0,114	6,30
6532,88	64	1,93	−3,51	0,075	6,33
6327,59	44	1,68	−3,19	0,132	6,50
6223,99	228	4,10	−1,04	0,079	6,41
6204,61	226	4,09	−1,15	0,064	6,35
6177,25	58	1,83	−3,68	0,080	6,50
6176,81	228	4,09	−0,53	0,120	6,49
6175,37	217	4,09	−0,72	0,106	6,45
6130,14	248	4,26	−1,12	0,058	6,51
6128,98	42	1,68	−3,50	0,107	6,48
6111,08	230	4,09	−1,05	0,070	6,30
6108,13	45	1,68	−2,78	0,152	6,38
6086,29	249	4,26	−0,66	0,085	6,31
6007,32	42	1,68	−3,49	0,093	6,27
5996,74	249	4,23	−1,21	0,060	6,44
5847,01	44	1,68	−3,55	0,097	6,42
5805,23	234	1,47	−0,77	0,080	6,28
5754,68	68	1,93	−2,14	0,184	6,60
5748,37	45	1,68	−3,44	0,101	6,39
5682,20	232	4,10	−0,60	0,090	6,16

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
5643,10	259	4,16	−1,46	0,041	6,08
5641,88	234	4,10	−1,20	0,073	6,54
5637,12	218	4,09	−1,00	0,092	6,55
5625,33	221	4,09	−0,85	0,087	6,39
5593,73	206	3,90	−0,92	0,088	6,27
5589,38	205	3,90	−1,33	0,060	6,36
5578,73	47	1,68	−2,98	0,143	6,48
5462,49	192	3,85	−0,99	0,086	6,27
5435,87	70	1,99	−2,58	0,140	6,60
5137,07	48	1,68	−1,44	0,185	5,57
5115,40	127	3,83	−0,27	0,082	5,53
5084,08	162	3,68	−0,14	0,136	6,12
5081,11	194	3,85	+0,08	0,142	6,20
5035,37	143	3,63	+0,12	0,148	6,01
4998,23	111	3,61	−0,88	0,105	6,21
4852,56	130	3,54	−1,27	0,100	6,42
4831,18	111	3,61	−0,56	0,132	6,41
Cu I					
5218,20	7	3,82	+0,27	0,116	4,29
Y I					
6435,02	2	0,07	−0,82	0,027	1,68
6022,58	2	0,00	−1,70	0,015	2,30
5527,56	12	1,40	+0,40	0,021	2,23
Y II					
5728,87	34	1,84	−1,04	0,025	2,10
5320,78	20	1,08	−1,95	0,017	2,24
5289,82	20	1,03	−1,85	0,024	2,12
5200,41	20	0,99	−0,57	0,125	2,42
5119,12	20	0,99	−1,36	0,060	2,21
5087,42	20	1,08	−0,17	0,115	1,98
Zr I					
6143,18	2	0,07	−1,30	0,035	2,29
6140,46	24	0,52	−1,32	0,018	2,56
6134,57	2	0,00	−1,28	0,037	2,22
6127,48	2	0,15	−1,06	0,026	2,01
5955,35	3	0,00	−2,12	0,010	2,63
5680,90	25	0,54	−1,35	0,011	2,61
Zr II					
6114,80	93	1,66	−1,80	0,013	2,88
5350,36	115	1,77	−0,96	0,020	2,34
5350,09	115	1,83	−1,13	0,041	2,90
5112,27	95	1,66	−0,59	0,042	2,25
Mo I					
6030,66	5	1,53	−0,71	0,014	1,86
Ba II					
6496,91	2	0,60	−0,46	0,210	2,44
6141,73	2	0,70	−0,16	0,205	2,19
5853,69	2	0,60	−1,16	0,139	2,10
La II					
6172,73	4	0,13	−2,92	0,021	2,10
6129,56	47	0,77	−1,97	0,036	1,81

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
5769,07	70	1,25	−1,20	0,035	1,99
5303,55	36	0,32	−1,92	0,036	1,77
Ce II					
6043,39	30	1,21	−0,22	0,027	1,76
6051,80		0,23	−1,43	0,016	1,71
5766,90	32	1,32	−0,49	0,030	2,25
5610,25	26	1,05	−0,69	0,060	2,87
5518,49	26	1,16	−0,70	0,012	2,02
5512,06	24	1,01	−0,05	0,050	1,86
5472,30	24	1,25	−0,45	0,016	1,96
5330,58	13	0,89	−0,51	0,020	1,83
5274,24	81	1,04	−0,06	0,050	1,95
4844,87	8	0,43	−1,00	0,012	1,65
Pr II					
5352,40		0,48	−0,63	0,012	0,72
5322,82	35	0,48	−0,30	0,022	0,69
5219,10	37	0,79	−0,13	0,012	0,65
Nd II					
6637,19		1,45	−0,60	0,008	1,45
5842,39	86	1,28	−0,60	0,017	1,73
5811,57	78	0,86	−1,01	0,013	1,64
5740,86	86	1,16	−0,82	0,025	1,87
5474,73	82	0,99	−1,09	0,010	1,74
5431,52	80	1,12	−0,28	0,022	1,34
5421,55	79	0,74	−0,94	0,044	1,92
5416,38	80	0,86	−0,93	0,010	1,55
5356,93	80	1,26	−0,07	0,018	1,23
5319,81	75	0,55	−0,21	0,086	1,72
5314,55		0,99	−0,86	0,009	1,59
5293,17	75	0,82	−0,06	0,084	1,87
5276,88	81	0,86	−0,44	0,016	1,13
5249,58	75	0,97	+0,14	0,079	1,79
5089,83	46	0,20	−0,88	0,027	1,14
4959,14	1	0,06	−0,57	0,098	1,77
Sm II					
4948,62	49	0,54	−0,28	0,024	0,65
4854,36	36	0,38	−0,74	0,018	0,71
Eu II					
6645,11	8	1,37	−0,12	0,038	0,19

На основе модели с указанными выше параметрами мы определили содержания 25 элементов в атмосфере δ Tau (см. табл. 1). Принятая в расчетах система сил осцилляторов находится в согласии с опубликованной нами ранее в [10, 11]. Результаты определений содержаний элементов для исследуемой звезды и химический состав атмосферы Солнца приведены в табл. 2. Сопоставление химического состава атмосфер δ Tau и Солнца представлено на рис. 2, *а*.

Кратко рассмотрим аномалии содержаний элементов в атмосфере δ Tau. Как и в атмосферах других изученных нами K гигантов, содержание натрия повышено по отношению к солнечному. Содержания легких элементов, включая Ca и Sc, понижены. Содержания элементов группы железа близки к солнечным, однако имеется избы-

Рис. 1. Диаграмма $T_{эф}$ – lgg для определения параметров атмосферы δ Tau

Кружок – принятая модель. Объяснения см. в тексте

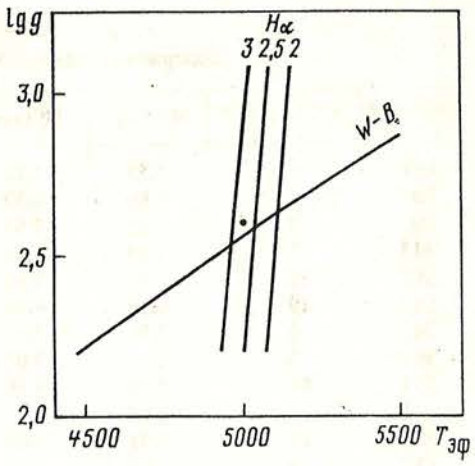
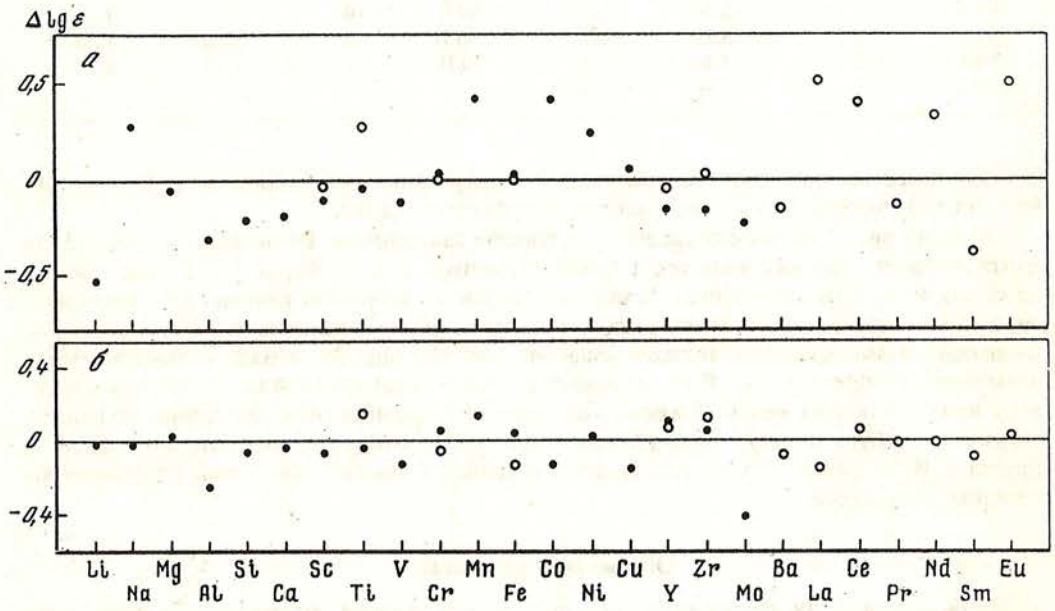


Рис. 2. Сравнение содержаний элементов в атмосфере δ Tau с содержаниями в атмосфере Солнца (*а*) и сопоставление содержаний элементов в атмосферах двух гигантов скопления Гиады δ и ϵ Tau (*б*)

Точки соответствуют линиям нейтральных элементов, кружки – линиям, ионов



ток Mn, Co и, возможно, Ni. Значения lg ϵ для элементов от Cu до Ba также близки к солнечным, в то время как для редкоземельных элементов имеется избыток La, Ce, Nd и Eu и недостаток Pr и Sm. Ошибки определения величины lg ϵ для большинства элементов составляют 0,2–0,3 dex.

На рис. 2, *б* сравниваются результаты определения содержаний элементов в атмосферах двух K гигантов, принадлежащих к скоплению Гиады, – δ и ϵ Tau. Обе звезды были исследованы по однородному наблюдательному материалу, по одной методике, с применением единой системы сил осцилляторов. Для более полного приближения анализа по своему характеру к дифференциальному величины

$$\Delta \lg \epsilon = \lg \epsilon_{\delta\,\mathrm{Tau}} - \lg \epsilon_{\epsilon\,\mathrm{Tau}}$$

были определены по единому набору линий. Как показывает рис. 2, *б*, практически все различия не превышают ± 0,2 dex. Исключение составляют лишь данные для Al, Cu и Mo. Реально, даже в случае редкоземельных элементов, содержания которых

Таблица 2

Содержания элементов в атмосферах δ Tau и Солнца

Элемент	Число линий	$\lg\epsilon_{\delta}$ Tau	$\lg\epsilon$ Солнце	Элемент	Число линий	$\lg\epsilon_{\delta}$ Tau	$\lg\epsilon$ Солнце
Li I	1	0,55	1,10	Co I	11	4,97	4,55
Na I	6	6,60	6,32	Ni I	40	6,32	6,08
Mg I	3	7,55	7,62	Cu I	1	4,29	4,24
Al I	3	6,17	6,49	Y I	3	2,07	2,24
Si I	12	7,33	7,65	Y II	6	2,18	2,24
Ca I	19	6,15	6,36	Zr I	6	2,39	2,56
Sc I	6	2,93	3,05	Zr II	4	2,59	2,56
Sc II	8	2,96	3,00	Mo I	1	1,86	2,10
Ti I	44	4,80	4,86	Ba II	3	2,24	2,40
Ti II	10	5,09	4,82	La II	4	1,64	1,13
V I	37	3,91	4,04	Ce II	10	1,99	1,59
Cr I	52	5,63	5,61	Pr II	3	0,69	0,83
Cr II	3	5,52	5,50	Nd II	16	1,59	1,26
Mn I	5	5,76	5,35	Sm II	2	0,68	1,06
Fe I	131	7,56	7,55	Eu II	1	1,21	0,70
Fe II	23	7,56	7,56				

определяются по сравнительно небольшому числу линий (от 10 линий для Ce до 1 линии для Eu), величины $\Delta \lg \epsilon$ не выходят за пределы $\pm 0{,}1$ dex.

Согласно рис. 2, *б*, можно сделать следующие заключения. Во-первых, мы не смогли найти значительные различия содержаний элементов в атмосферах δ и ϵ Tau, принадлежащих к одному скоплению. Во-вторых, характер аномалий величин $\lg\epsilon$ повторяется с достаточно высокой точностью, что может свидетельствовать о реальности обнаруженных нами избытков таких элементов, как Na, Mn, Co, и ряда редкоземельных элементов (например, La). В то же время дифференциальный анализ по своему характеру не позволяет выявить эффекты возможного блендирования ряда линий из нашего списка и требует в дальнейшем более тщательного отбора и рассмотрения линий в ближней ИК-области, в участках спектра с меньшей плотностью линий по сравнению с видимой областью.

Обсуждение результатов

Особого внимания заслуживают результаты определения содержания Fe в атмосфере δTau, которое, по нашим расчетам, соответствует солнечному. Ранее в [11] нами было найдено, что для другой звезды скопления Гиады – ϵ Tau величина [Fe/H] составляет 0,02dex. Выполняя по независимой методике анализ еще одного гиганта данного скопления (γ Tau), Гриффин и Холвегер [8] получили содержание железа в атмосфере этой звезды на 0,06 dex ниже солнечного. Можно упомянуть результаты исследований [15, 16], согласно которым содержание железа в атмосферах звезд гигантов скопления Гиады составляет [Fe/H] = 0,04±0,03. Перечисленные обстоятельства свидетельствуют в пользу реальности различий содержаний железа в атмосферах звезд карликов и гигантов одного скопления.

К числу возможных причин, вызывающих указанные различия, прежде всего следует отнести несовершенство применяемых моделей атмосфер (их температурная структура, отсутствие учета хромосферы), а также неточное определение параметров атмосфер звезд.

Выбранное нами значение эффективной температуры ($T_{эф}$ = 5000 K) для атмосфер звезд δ и ϵTau находится в хорошем согласии с результатом [8], согласно которому для γTau $T_{эф}$ = 4990 K. Приведенные величины $T_{эф}$ несколько выше, чем обычно

Таблица 3

Содержания элементов, определяемые по линиям с различными потенциалами возбуждения нижнего уровня

Элемент	Число линий	lgε	Примечание	Элемент	Число линий	lgε	Примечание
Ti I	8	4,89±0,06	$E_l > 2{,}0$ эВ	Fe I	61	7,65±0,03	$E_l > 3{,}7$ эВ
	36	4,79±0,04	$E_l < 2{,}0$ эВ		70	7,48± 0,03	$E_l < 3{,}7$ эВ
	44	4,80±0,03	Все линии		131	7,56 ± 0,02	Все линии
Cr I	11	5,75±0,09	$E_l > 3{,}5$ эВ	Ni I	15	6,42±0,06	$E_l > 4{,}0$ эВ
	41	5,60±0,04	$E_l < 3{,}5$ эВ		25	6,26±0,06	$E_l < 4{,}0$ эВ
	52	5,63±0,04	Все линии		40	6,32±0,05	Все линии

принимается для атмосфер гигантов спектрального класса КО (см. [17, 18]), однако возможное уменьшение параметра $T_{эф}$ привело бы к еще большему уменьшению значения lgε (Fe). Перейдем к обсуждению влияния выбора параметра ускорения силы тяжести g. В [11] мы уже отмечали, что при определении lgε (Fe) по линиям FeI результат слабо зависит от неопределенностей параметра g. Принятая нами величина $\lg g = 2{,}6$ достаточно хорошо согласуется с результатами из [17], но на 0,5 dex выше, чем принято в [8] для γTau. Наше значение $\lg g$ основано главным образом на критерии, связанном с эффектом Вилсона–Баппу. Применение расчетов ионизационного равновесия в атмосферах гигантов спектрального класса К в настоящее время считается менее надежным критерием вследствие существующих в их атмосферах отклонений от ЛТР, влияющих на населенности уровней атомов FeI с низкими потенциалами возбуждения E_l [8, 19–21]). По нашим расчетам, для элементов, линии которых имеют достаточно большой диапазон изменений E_l, мы провели переопределение содержаний элементов отдельно для линий с низкими потенциалами возбуждения нижнего уровня и отдельно с высокими значениями E_l (табл. 3). К сожалению, за исключением нейтрального железа, для других элементов число линий с низкими значениями E_l в 2–3 раза меньше, чем с высокими. Тем не менее для приведенных данных для всех четырех элементов величины lgε по линиям высокого возбуждения превосходят аналогичные значения для линий с низкими E_l. Для линий нейтрального железа различие между группами составляет 0,18dex, при этом группа линий с $E_l > 3{,}7$ эВ дает значение lgε (Fe) = 7,65, что на 0,09 dex выше как среднего значения, так и содержания железа в атмосфере Солнца. В таком случае содержание железа в атмосфере гиганта δTau становится сопоставимым с величинами lgε (Fe) для звезд-карликов скопления Гиады.

Вычисления [21] показали, что как линии с высокими E_l, так и линии ионизованного железа Fe II испытывают незначительные отклонения от ЛТР. По линиям Fe II нами установлено содержание железа в атмосфере δTau lgε (Fe) = 7,56±0,04. Напомним, что нуль-пункт системы сил осцилляторов Fe II, используемый в нашем анализе, определен с меньшей надежностью, чем для линий Fe I. Подробно проблемы установления абсолютной шкалы *gf*-величин Fe II обсуждались нами в [22]. При переходе к абсолютной шкале [23], рекомендованной авторами [24], найденное нами содержание lgε (Fe) следует уменьшить на 0,08 dex. С учетом того, что определенное в [24] значение содержания железа в фотосфере Солнца равняется 7,66±0,06, дефицит содержания Fe у δTau составит по линиям Fe II величину 0,18 dex.

Неопределенности величин содержаний lgε частично могут быть обусловлены тем обстоятельством, что в наших исследованиях было принято более высокое значение параметра микротурбулентной скорости, чем принималось ранее для "стандартных" G и K гигантов [25] (ξ_t = 1,7 км/с). Согласно нашим результатам, для группы самых слабых линий (эквивалентная ширина около 50мÅ) изменения ξ_t на 1 км/с (от 3 до

2 км/с) вызывают изменения на 0,25 dex, т.е. $\Delta \lg\epsilon / \Delta\xi_t \simeq 0{,}25$. Для сравнения укажем, что в [8] для линий $W_\lambda \simeq 30$ мÅ найдена сопоставимая величина $\Delta \lg\epsilon \simeq 0{,}01$ dex при $\Delta\xi_t = 0{,}1$ км/с ($\Delta \lg\epsilon / \Delta\xi_t \simeq 0{,}10$). Таким образом, в принципе возможно повысить содержание железа в атмосферах изучаемых звезд на величину 0,15÷0,20 dex при выборе более низкого значения параметра микротурбулентности. При этом следует иметь в виду два обстоятельства. Напомним, что наши определения $\lg\epsilon$ (Fe) проводились в предположении о постоянстве ξ_t в атмосфере звезды, что также может приводить к неопределенностям. Кроме того, искомое значение ξ_t определялось по всему набору линий Fe I, включающему как линии с низкими потенциалами E_l, так и линии с большими значениями E_l. Если отклонения от ЛТР менее влияют на линии с высокими E_l, то было бы правомерно проводить определение микротурбулентности лишь по этому набору линий. К сожалению, линии с высокими E_l имеют меньший диапазон изменений эквивалентности ширин W_λ, но проведенные нами дополнительные расчеты показали, что определяемая по ним величина равна 3,0–3,2 км/с. При данном более высоком значении микротурбулентности содержание железа оказывается ниже чем при $\xi_t = 2{,}7$ км/с, для данного набора линий на 0,12dex и равняется $\lg\epsilon$ (Fe) = 7,53±0,03. Можно заключить, что попытка приблизить определения содержания железа в атмосфере гиганта Гиад, основываясь на линиях с высокими потенциалами возбуждения и микротурбулентной скорости, определяемой по таким линиям, к результатам, найденным для звезд-карликов, не представляется возможной.

Заключение

На основе модели атмосферы с параметрами $T_{эф} = 5000$ K, $\lg g = 2{,}6$ и $\xi_t = 2{,}7$ км/с нами определено содержание 25 элементов в атмосфере КО гиганта δTau, входящего в скопление Гиады. В целом химический состав атмосферы δTau оказался близким к составу атмосферы другого КО гиганта из Гиад, изученного нами ранее [11]. Найденная нами величина содержания железа в атмосфере δTau близка к содержанию железа в атмосфере Солнца и отличается от величин [Fe/H] в атмосферах G карликов Гиад [2]. К числу возможных причин, ответственных за данные расхождения, следует отнести несовершенство применяемых моделей атмосфер (их температурную структуру), отклонения от ЛТР, влияющие на населенности уровней нейтральных атомов с низкими потенциалами возбуждения, и (может быть, в самой значительной степени) учет параметра микротурбулентности. Рассмотрение линий четырех нейтральных элементов – Ti, Cr, Fe и Ni указывает на возможное существование отклонений от ЛТР. Значения микротурбулентной скорости, определенной по линиям Fe I с высокими значениями E_l, остаются выше, чем принималось ранее в качестве "стандартной" величины для G–K гигантов.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Peterson D.M., Solensky R.* // Bull. Amer. Astron. Soc. 1987. Vol. 19. P. 707.
2. *Boesgaard A.M., Friel E.D.* // Astrophys. J. 1990. Vol. 351. P. 467.
3. *Cayrel de Strobel G., Bentolila C., Hauck B., Duquennoy A.*// Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1985. Vol. 59. P. 145.
4. *Tomkin J., Lambert D.L.* // Astrophys. J. 1978. Vol. 223. P. 937.
5. *Gratton L., Gaudenzi S., Rossi C., Gratton R.G.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1982. Vol. 201. P. 807.
6. *Cayrel R., Cayrel de Strobel G., Campbell B.* // Astron. Astrophys. 1985. Vol. 146. P. 249.
7. *Boasgaard A.M.* // Astrophys. J. 1989. Vol. 336. P. 798.
8. *Griffin R.E.M., Holweger H.* // Astron. Astrophys. 1989. Vol. 214. P. 247.
9. *Baliunas S.L., Hertmann L., Dupree A.K.* // Astrophys. J. 1983. Vol. 271. P. 672.
10. *Боярчук М.Е., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1987. Т. 76. С. 21.
11. *Бердюгина С.В., Боярчук М.Е., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1991. Т. 83. С. 86.

12. *Bell R.A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A.* // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1976. Vol. 23. P. 27.
13. *Wilson O.C.* // Astrophys. J. 1959. Vol. 130. P. 499.
14. *Kjaergaard P., Gusrafsson B., Walker G.A.M., Haltqvist L.* // Astron. Astrophys. 1982. Vol. 115. P. 145.
15. *Комаров Н.С.* // Автореф. дис. д-ра физ.-мат. наук. Н-Архыз / САО. 1989. 27 с.
16. *Мишенина Т.В., Панчук В.Е., Комаров Н.С.* // Изв. Спец. астрофиз. обсерв. 1986. Т. 22. С. 13.
17. *Lambert D.L., Ries L.M.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 248. P. 228.
18. *Gustafsson B., Bell R.A.* //Mon. Not. R. Astron. Soc. 1989.
19. *Ruland F., Griffin R., Griffin R., Biehl D.* // Astron. Astrophys. 1980. Vol. 92. P. 70.
20. *Brown. J.A., Tomkin J., Lambert D.L.* // Astrophys. J. 1983. Vol. 265. L. 93.
21. *Solanki S.K., Steenbock W.* // Astron. Astrophys. 1988. Vol. 189. P. 247.
22. *Боярчук А.А., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1985. Т. 74. С. 49.
23. *Hannaford P., Lowe R.M.* // J. Phys. B. 1983. Vol. 16. P. 43.
24. *Pauls U., Grevesse N., Huber M.C.E.* // Astron. Astrophys. 1990. Vol. 231. P. 536.

УДК 524.333.3 + 524.3–54

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ СИМБИОТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ AG Peg

Н.А. Томов, М.Т. Томова*

Представлены профили эмиссионных линий и данные о лучевых скоростях симбиотической двойной системы AG Peg по высокодисперсионному материалу в синей области спектра, полученному в 1985–1988 гг. Наблюдения показывают, что в период с 1974 по 1985 г. профили и полуширины многих из эмиссионных линий заметно изменились. Дана оценка угла наклона орбиты и получены массы холодного и горячего компонентов, составляющие соответственно $\sim 4{,}3 M_\odot$ и $\sim 0{,}7\ M_\odot$. Сделан вывод, что в этой системе газ движется к наблюдателю в фазах после спектрального соединения, в котором холодный компонент находится перед горячим компонентом.

RADIAL VELOCITIES INVESTIGATION OF SYMBIOTIC AG Peg, *by N.A. Tomov, M.T. Tomova.* The emission lines profiles and radial velocities in symbiotic binary AG Peg are presented. The data are obtained using a high dispersion material in the blue part of spectrum, during 1985–1988 observations. According to the observational data the profiles and half widths of a majority of the emission lines during the time span from 1974 to 1985 have drastically changed. The orbit inclination angle is estimated and the masses of cool and hot components are obtained, being 4,3 $M_\odot$ and 0,7 $M_\odot$ correspondingly. We are apt to conclude, that the gas outflow is present in the star moving actually toward the observer in the phases after the spectral coupling, where the cool component in situated in front of the hot one. The gas velocity in the gas stream is variable.

Введение

AG Peg – одна из самых ярких симбиотических звезд, которая давно уже привлекает внимание астрономов. В прошлом веке она вспыхнула подобно Новой и ее блеск увеличился на ~ 3 звездные величины [1]. Уменьшение блеска после максимума длилось много десятков лет, и теперь он уже почти достиг своего начального состояния. Медленное уменьшение блеска происходит и в настоящий момент [2, 3].

Спектральные наблюдения AG Peg начались в 1893 г., когда Флеминг получил первый снимок ее спектра на телескопе с объективной призмой [4]. После 1916 г. регулярные спектральные наблюдения этой звезды были предприняты Мерриллом и проводились на протяжении нескольких десятков лет [5–10]. Данные их в основном содержат описание изменения линейчатого спектра, а также лучевые скорости. Существенная особенность данных состоит в том, что изменения лучевых скоростей линий разных элементов происходят с разными амплитудами и начальными фазами, хотя и с одним и тем же периодом около 800^d. У многих эмиссионных линий наблюдались абсорбционные компоненты с фиолетовой стороны. Намечалась тенденция сдвига кривых лучевых скоростей эмиссионных компонент к более отрицательным значе-

* Национальная астрономическая обсерватория "Рожен" Болгарской АН, Болгария.

ниям из-за постепенного заполнения абсорбционных компонент. Одно из предположений Меррилла [10] относительно природы AG Peg состоит в том, что она является спектрально-двойной системой. Из-за различия в поведении лучевых скоростей небулярных линий и линии [OIII] λ 4363 он предположил, что в этой двойной системе существует газовый поток между компонентами.

Боярчук [11, 12] из распределения энергии в непрерывном спектре пришел к выводу, что звезда представляет собой двойную систему, у которой наблюдается газовая туманность. Компонентами системы являются холодный гигант типа M3 и горячая звезда низкой светимости типа Вольф–Райе WN6. Наблюдаемые изменения спектра описывались 800^d орбитальным периодом.

Каули и Стенсел [13] построили кривую изменения лучевой скорости холодного компонента системы, определили элементы спектроскопической орбиты и получили значение периода 830^d.

Хатчингс и др. [14] провели исследование звезды по всему высокодисперсионному материалу, полученному до момента их наблюдений, и нашли орбитальный период 820^d. Предлагаемая ими модель системы включает два компонента, общую расширяющуюся оболочку и газовый поток между компонентами. Из сдвигов кривых лучевых скоростей эмиссионных линий относительно лучевой скорости линий спектра типа M, а также из изменения интенсивностей эмиссионных линий они пришли к выводу, что поток направлен от горячего компонента к холодному. Этот вывод противоречит современным моделям обмена вещества в симбиотических звездах, согласно которым холодный гигант отдает вещество горячему компоненту. Проблема обмена вещества имеет принципиальное значение для понимания природы симбиотических звезд. Правильный подход к ее решению, по нашему мнению, состоит в проведении высокодисперсионных наблюдений, из которых можно сделать соответствующие выводы. Предпринятое нами исследование AG Peg продиктовано этой проблемой, что и является главной задачей этой и следующих работ.

1. Получение и обработка наблюдательного материала

Спектральные фотографические наблюдения звезды AG Peg проведены в 1985–1988 гг. Большая часть из них выполнена с помощью спектрографа в фокусе куде 2м RCC телескопа Национальной астрономической обсерватории (НАО) Болгарской академии наук [15], остальные – на спектрографе ОЗСП 6м-телескопа (БТА) Специальной астрофизической обсерватории (САО). Спектры в Болгарской Национальной обсерватории получены с дисперсией 17 Å/мм и охватывают спектральную область λ3600–5000 Å; полученные в САО зеемановские спектры имеют дисперсию 9 Å/мм и охватывают область λ3800–5000 Å. Весь перечисленный материал представлен в табл. 1. Все спектрограммы получены на пластинках Kodak 11aO, и, как видно из таблицы, некоторые из них сенсибилизированы водородом. Система фотометрической калибровки куде-спектрографа 2м-телескопа такова, что калибровочный спектр впечатывается во время наблюдений на той же пластинке по обеим сторонам звездного спектра. Спектр для фотометрической калибровки в САО фотографируется на отдельной пластинке лабораторным спектрографом.

Для лучевых скоростей спектрограммы были измерены с помощью осциллоскопического компаратора Болгарской Национальной обсерватории. Этот прибор представляет собой компаратор Аббе, на котором смонтирована головка с твердотельным детектором для регистрации света, прошедшего через пластинку. Исследуется участок длиной ~1 мм на пластинке как спектра звезды, так и спектров сравнения по обеим сторонам. Исследуемый участок показывается на экране осциллографа в пропускании, где можно вызвать поочередно спектр звезды и каждый из спектров сравнения. Точность наведения прибора составляет 0,0005 мм, которая при дисперсии 9 Å/мм соответствует 0,004 Å. Результаты измерения вводятся в компьютер PDP 11/34, и после измерения всех линий программа их обрабатывает.

Таблица 1

Фотографические спектральные наблюдения AG Peg

Номер пластинки и обсерватория	Дата наблюдения (UT)	JD 2446000 +	Фаза	Эмульсия	Время экспозиции, мин
1186 САО	5.VI 1985	221,501	0,876	$+H_2$	100
1к-245 НАО	28.VI 1985	244,548	0,904		79
1к-248 НАО	6.VII 1985	252,519	0,914	$+H_2$	88
1к-249 НАО	6.VII 1985	252,569	0,914	$+H_2$	41
1к-256 НАО	27. VII 1985	273,523	0,940	$+H_2$	45
1к-262 НАО	30.VII 1985	277,403	0,944	$+H_2$	72
1к-267 НАО	23.VIII 1985	301,389	0,974		247
1223 САО	21.IX 1985	330,230	0,009	$+H_2$	59
1245 САО	31.X 1985	370,302	0,058	$+H_2$	180
1к-296 НАО	21.I 1986	452,211	0,158	$+H_2$	63
1к-324 НАО	22.VI 1986	603,530	0,342	$+H_2$	75
1к-325 НАО	22.VI 1986	603,572	0,342	$+H_2$	21
1283 САО	23.VI 1986	605,489	0,344		95
1к-328 НАО	16.VII 1986	627,529	0,371	$+H_2$	78
1284 САО	18.VII 1986	630,187	0,375		102
1к-331 НАО	26. VII 1986	638,491	0,385	$+H_2$	170
1к-332 НАО	26.VII 1986	638,588	0,385	$+H_2$	60
1к-335 НАО	18.VIII 1986	660,533	0,412		190
1326 САО	17.XI 1986	752,183	0,523		195
1к-376 НАО	20.XI 1986	755,266	0,527		196
1332 САО	10. XII 1986	775,154	0,551		120
1425 САО	13.V 1987	928,501	0,738	$+H_2$	143
1к-379 НАО	14.VII 1987	990,520	0,814		195
1к-380 НАО	15.VII 1987	991,509	0,815		224
1429 САО	16.VIII 1987	1023,533	0,854	$+H_2$	110
1к-385 НАО	17.VIII 1987	1025,480	0,857	$+H_2$	357
1430 САО	8.IX 1987	1047,258	0,883	$+H_2$	168
1534 САО	4.VII 1988	1346,504	0,248	$+H_2$	130

Для построения дисперсионных кривых спектрограмм AG Peg линии спектра сравнения были выбраны в интервалах длиной около 20 Å. Кроме того, был выбран полином седьмой степени для аппроксимации кривых.

После измерения лучевые скорости, полученные по каждой линии данного химического элемента или группы таких элементов, были тщательно исследованы для определения систематических ошибок. Если по некоторой линии данной группы получались лучевые скорости, систематически отличающиеся от скорости остальных ее линий, то такая линия отбрасывалась. При измерении эмиссионных линий систематические разницы вносятся следующими эффектами:

фотографический эффект, искажающий лучевые скорости в случае асимметрии профиля из-за нелинейности характеристической кривой фотографической эмульсии;

самопоглощение в линиях;

эффект ошибки лучевой скорости эмиссионной линии, когда она находится в крыле абсорбционной линии со сравнимой интенсивностью. Поскольку измеряемые нами эмиссионные линии в спектре AG Peg в большинстве случаев значительно сильнее, чем абсорбционные линии М-спектра, этот эффект почти не имел места.

При измерении абсорбционных линий спектра М систематические ошибки лучевых скоростей могут быть обусловлены блендированием.

Элементы спектроскопической орбиты по разным группам линий получены по программе [16], составленной по методу Пауэлла [17]. По найденным элементам программа рассчитывает кривые лучевых скоростей. Обработка проведена на компьютере "ИЗОТ ЕС 8531. М2".

2. Описание спектра

В наблюдаемой нами области спектр AG Peg состоит из абсорбционного спектра типа M и многочисленных эмиссионных линий, большая часть которых меняется по интенсивности в течение орбитального периода. На рис. 1 показан общий вид спектра около моментов двух соединений системы, когда M звезда находится перед горячим компонентом и наоборот; они получены JD$_{\odot}$2446301,389 и JD$_{\odot}$2446660,533 соответственно.

В спектре типа M отчетливо видны скачки интенсивности у голов полос поглощения α-системы окиси титана. В табл. 2 представлены величины $I_{\lambda^+}/I_{\lambda^-}$ (I_{λ^+} – интенсив-

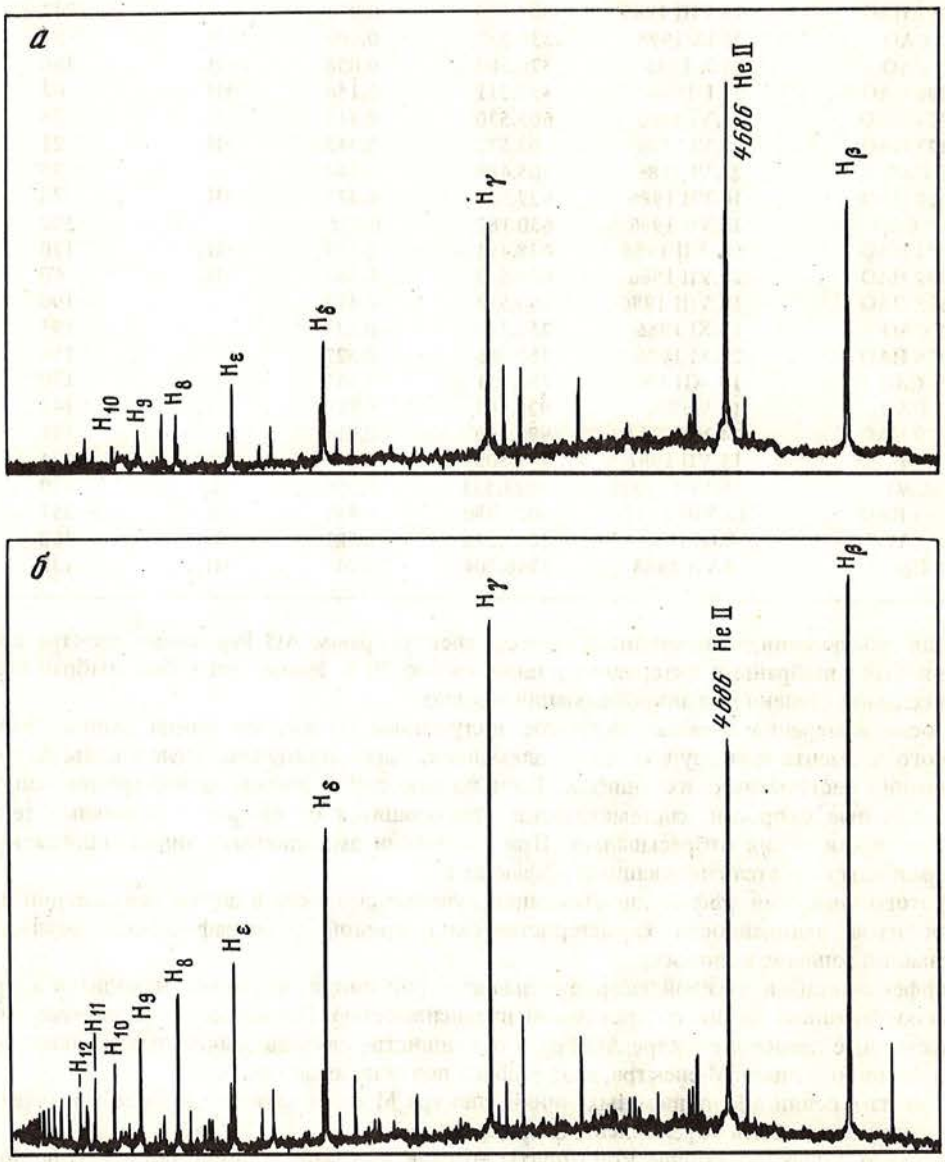


Рис. 1. Спектр AG Peg, полученный в моменты
а – JD 2446301, 389, когда M звезда находится перед горячим компонентом; *б* – JD 2446660,533, когда M звезда за горячим компонентом

Таблица 2

Скачки интенсивности спектра у голов полос поглощения окиси титана

φ	$I_{\lambda^+}/I_{\lambda^-}$					
	λ4506	4584	4626	4761	4804	4955 Å
			1985 г.			
0,876	0,864	0,790	0,819	0,609	0,604	0,505
0,904	0,786	0,813	0,754	0,668	0,731	–
0,914	0,812	0,777	0,798	0,569	0,766	–
0,940	0,784	0,778	0,767	0,588	0,748	0,451
0,944	0,869	0,828	0,826	0,748	0,625	–
0,974	0,828	0,830	0,757	0,649	0,756	0,494
0,009	–	0,806	0,685	0,500	–	0,673
0,058	0,854	0,768	0,809	0,600	0,704	0,541
			1986 г.			
0,342	0,866	0,939	–	0,780	0,804	0,667
0,344	0,860	0,863	0,862	0,753	0,774	0,518
0,371	0,908	0,885	0,837	0,771	0,755	0,558
0,375	0,845	0,867	0,896	0,768	0,820	0,653
0,385	0,890	0,909	0,870	0,859	0,856	0,634
0,385	0,907	0,929	0,862	0,702	0,718	–
0,412	0,928	0,923	0,911	0,786	0,789	0,803
0,523	0,857	0,875	0,896	0,890	0,866	0,721
0,527	0,880	0,932	0,894	0,840	0,844	0,708
0,551	0,816	0,924	0,896	0,767	0,820	0,688
			1987 г.			
0,738	0,865	0,907	0,911	0,736	0,800	0,645
0,814	0,792	0,725	0,689	0,612	0,563	–
0,815	0,806	0,743	0,746	0,628	0,632	–
0,854	0,820	0,781	0,837	0,657	0,675	–
0,857	0,819	0,832	0,780	0,629	0,773	0,465
0,883	0,793	0,696	0,746	0,614	0,663	0,460
			1988 г.			
0,248	0,771	0,845	0,864	0,600	0,738	0,517

ность спектра с длинноволновой стороны от скачка, а I_{λ^-} – с коротковолновой стороны) для всех заметных в спектре и не сильно искаженных блендированием полос: λ 4506, 4584, 4626, 4761, 4804 и 4955 Å. Видно, что отношения $I_{\lambda^+}/I_{\lambda^-}$ в спектре AG Peg значительно больше этих величин для звезд спектрального класса M2, M3 из определений большинства наблюдателей для холодного компонента в этой системе [11, 18–20]. Из табл. 2 видно также, что отношения $I_{\lambda^+}/I_{\lambda^-}$ для полос λ4761 и λ 4955 Å в 1986 г. были даже значительно больше, чем для звезд спектрального класса M1 [21]. Это означает, что спектр типа M заливается более горячим континуумом, интенсивность которого растет при переходе к более коротким волнам. Из табл. 2 также видно, что отношения $I_{\lambda^+}/I_{\lambda^-}$ в 1985 и 1987 гг. были меньше, чем в 1986 г. Этот факт подтверждают наблюдавшиеся многими авторами изменения спектрального класса M звезды в границах одного подкласса [11, 18, 19].

Вместе с излучением типа M в спектре системы видны и эмиссионные линии разных элементов как в нейтральном, так и в ионизированном состояниях. Присутствуют линии

бальмеровской серии водорода, линии нейтрального гелия, линии однократно ионизованных и нейтральных металлов FeII, TiII, SiII, CaII, CrII, MgII, VII, NiII, FeI, SiI, AlI, линии ионизованных элементов NIII, OIII, CIII, HeII, NII, OII. В спектре наблюдаются и запрещенные линии [OIII] и [NeIII], как и [FeII] шестого, седьмого и двадцать первого мультиплетов.

3. Анализ лучевых скоростей и обсуждение результатов

3.1. Описание эмиссионных линий, измеренных для лучевых скоростей

Большинство из наблюдаемых нами эмиссионных линий очень слабы. Это линии однократно ионизованных металлов CaII, CrII, MgII, VII, NiII, линии нейтральных металлов FeI, SiI, CaI, AlI и запрещенные линии [FeII]. Очень слабы и линии ионизованных элементов NII и OII. Другая часть линий представляет собой бленды. Учитывая эти факты, измерение лучевых скоростей оказалось возможным только по сравнительно небольшой части эмиссионных линий. Прежде чем рассмотреть результаты измерения лучевых скоростей, нужно дать описание внешнего вида профилей этих линий.

Бальмеровские линии. Первые члены линий бальмеровской серии имеют сложный профиль, состоящий из двух компонентов: центральный узкий эмиссионный пик с полушириной 100–130 км/с и широкий эмиссионный компонент с полушириной 1100–1300 км/с. На широкий компонент накладываются абсорбционные линии М-спектра. Широкий компонент наблюдается до H_δ включительно, т.е. линии с большим номером однокомпонентные. На спектрах, полученных в 1985 и 1987 гг., когда М звезда была ближе к наблюдателю, бальмеровские линии были слабее и наблюдались до H_{12}–H_{13}. На спектрах, полученных в 1986 г., когда горячий компонент был ближе к наблюдателю, бальмеровские линии были сильнее и наблюдались до H_{30}–H_{33} (см. рис. 1).

Узкий центральный пик первых членов бальмеровской серии почти всегда асимметричен. На спектре, полученном $JD_\odot$2446370,302 (φ = 0,058), у профилей H_β–H_δ наблюдаются пики и горбы с красной стороны. На других спектрах, полученных в фазах, близких к этой, тоже наблюдаются профили с пиками и горбами у некоторых линий. Горбов иногда бывает и больше одного. Все эти детали наблюдаются более уверенно на спектрах с дисперсией 9 Å/мм. На рис. 2 показано изменение в течение орбитального периода профиля узкого компонента H_γ. Асимметрия, наверное, присутствует и у профиля широкого компонента бальмеровских линий, но трудно сделать более определенное заключение, поскольку этот профиль строится с меньшей уверенностью из-за блендирования и его низкой фотографической плотности на спектрограммах.

Так как в спектре AG Peg присутствуют линии HeII, возникает вопрос о блендировании узких компонентов бальмеровских линий линиями пикеринговской серии. Имея в виду интенсивность линий HeIIλ4542 и HeIIλ4200, можно заключить, что линии пикеринговской серии, находящиеся соответственно у линий H_β, H_γ и H_δ, намного слабее и их не нужно учитывать как бленды. Узкий компонент линии H_δ блендируется линией NIIIλ4103, однако она не мешает измерению лучевой скорости.

Широкий компонент линии H_β блендируется линией NIIIλ4867, а широкий компонент H_γ – линиями OIIIλ4349 и FeIIλ4352. Поэтому здесь не было возможности построить надежные контуры компонентов для измерения лучевых скоростей. Широкий компонент линий H_δ очень слаб.

Линия H_9 блендируется линиями HeIIλ3968 и CaIIλ3968 (H), но они не затрудняют измерения лучевых скоростей.

Линия H_8 блендируется линией HeIλ3889 и подходит для измерения лучевых скоростей.

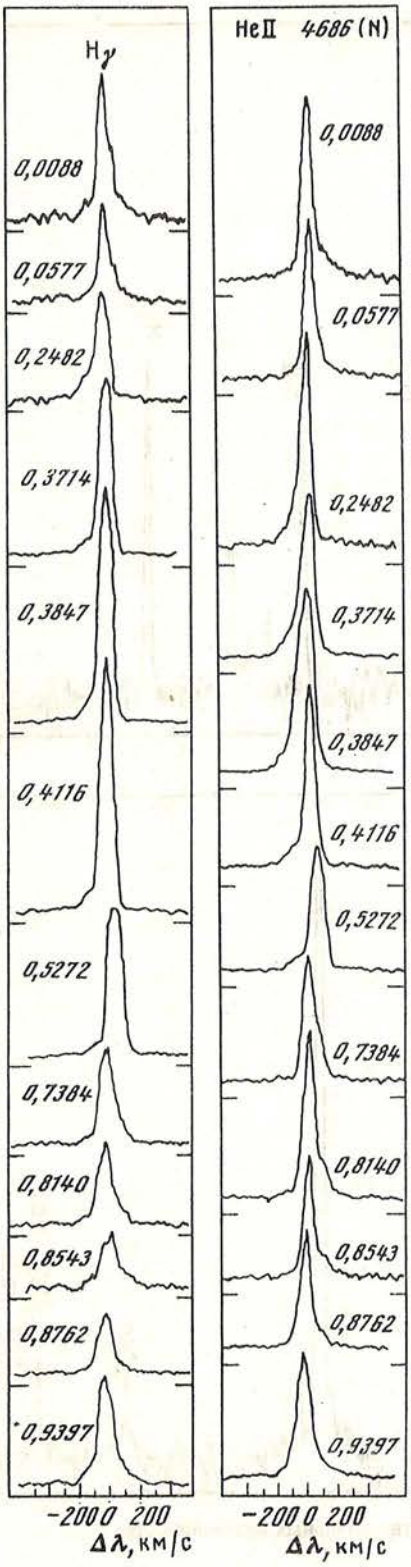


Рис. 2. Изменение профиля линии H_γ в течение орбитального периода

Рис. 3. Изменение профиля линии HeII 4686 (*N*) в 1985–1987 гг.

Линия H_{11} блендируется линией NIIIλ3771, которая слабее и не затрудняет измерения. То же самое можно сказать и о линиях H_{15} и H_{16}, которые блендируются линиями OIIIλ3712 и 3703.

Гелиевые линии. Синглетные линии HeI имеют полуширину 40–45 км/с и в большинстве случаев симметричны.

Триплетные линии HeI имеют полуширину 50–60 км/с. Их профили всегда асимметричны, и ядра сдвинуты к красной области спектра. Линия HeIλ4471 на спектре, полученном $JD_{\odot}$2446370,302, имеет двойной профиль; более силен по интенсивности красный компонент. На спектрах с дисперсией 17 Å/мм линия HeIλ4026 блендируется пикеринговской линией HeIIλ4026, которая слабее. Измерения лучевых скоростей по средней части ее профиля, однако, хорошо согласуются с измерениями остальных линий.

Характер изменения интенсивности гелиевых линий в течение орбитального периода в принципе такой же, как и бальмеровских линий.

Линии ионизованных элементов. Линия HeIIλ4686, подобно бальмеровским линиям, имеет сложный профиль, который состоит из центрального узкого эмиссионного пика полушириной ~ 90–110 км/с и широкого полушириной ~ 1300–1500 км/с. Как и у бальмеровских линий, на широкий компонент накладываются абсорбционные линии спектра типа М. Он, как правило, асимметричен.

Узкий компонент линии симметричный, но имеет асимметричное уширение в своей нижней части, которое наблюдается более уверенно на спектрах с дисперсией 9 Å/мм. Это уширение меняет свое положение с орбитальным периодом. Оно наблюдается с синей стороны узкого компонента на спектрах, полученных в 1986 г., и с его красной стороны на спектрах, полученных в 1985 и 1987 гг. (рис. 3).

Широкий компонент блендируется линией FeIIλ4670, которая слаба, находится в крыле этого компонента и возбуждается только в фазах, в которых горячий компонент находится ближе к наблюдателю. Поэтому широкий компонент линии HeII4686 можно считать свободным от бленд, и мы попытались построить его контур для измерения лучевых скоростей, о чем будет сказано дальше.

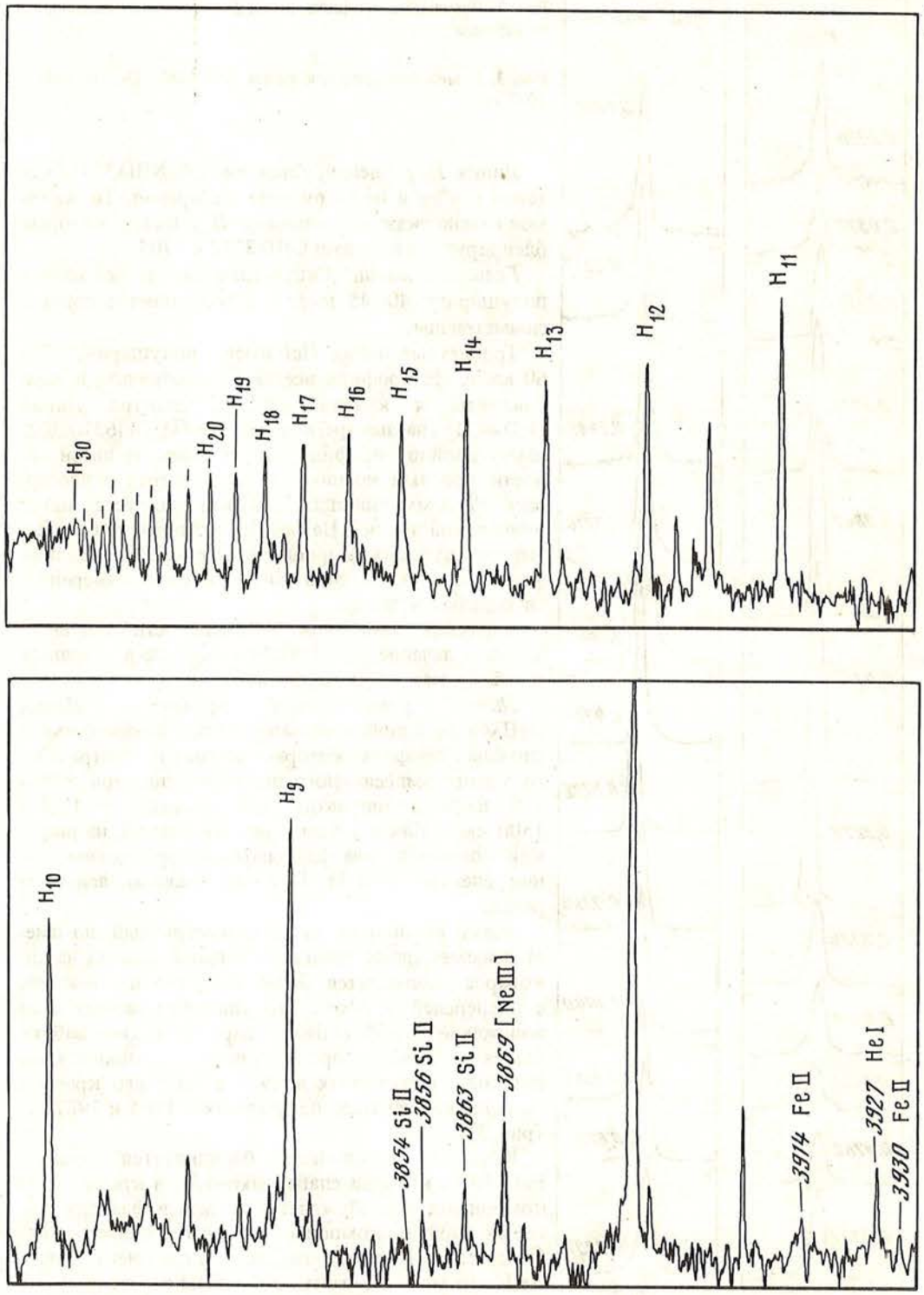
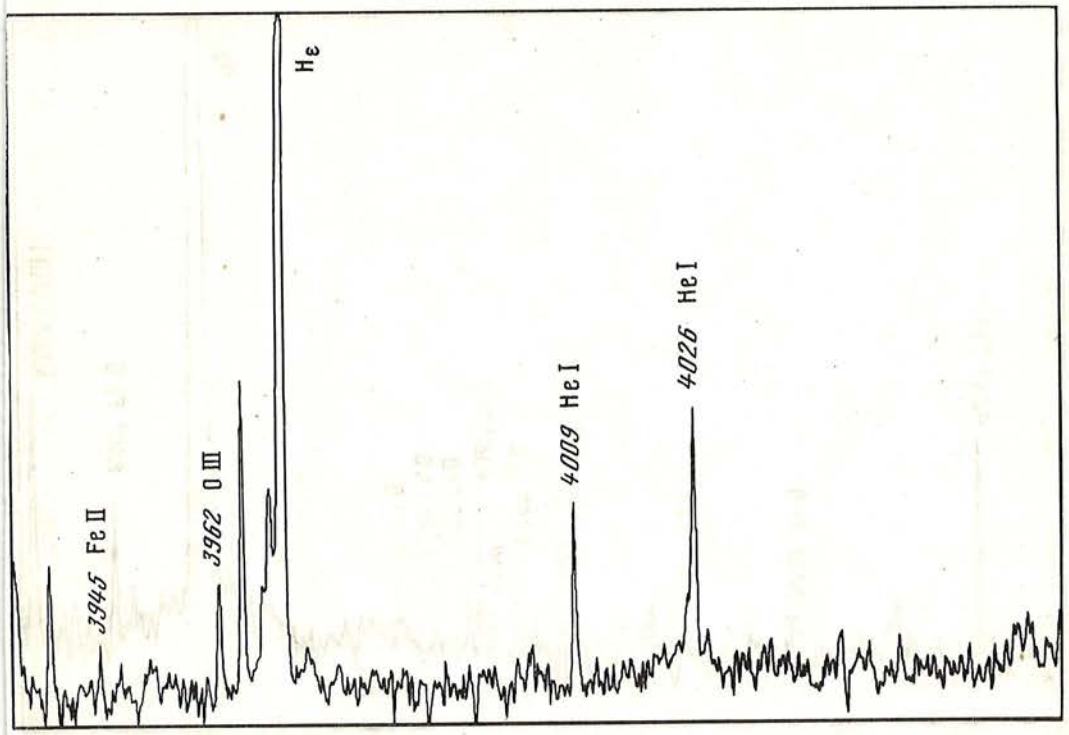


Рис. 4. Спектр AG Peg в области λ 3650–4950 Å (в относительных интенсивностях)
На спектре отмечены все измеренные линии



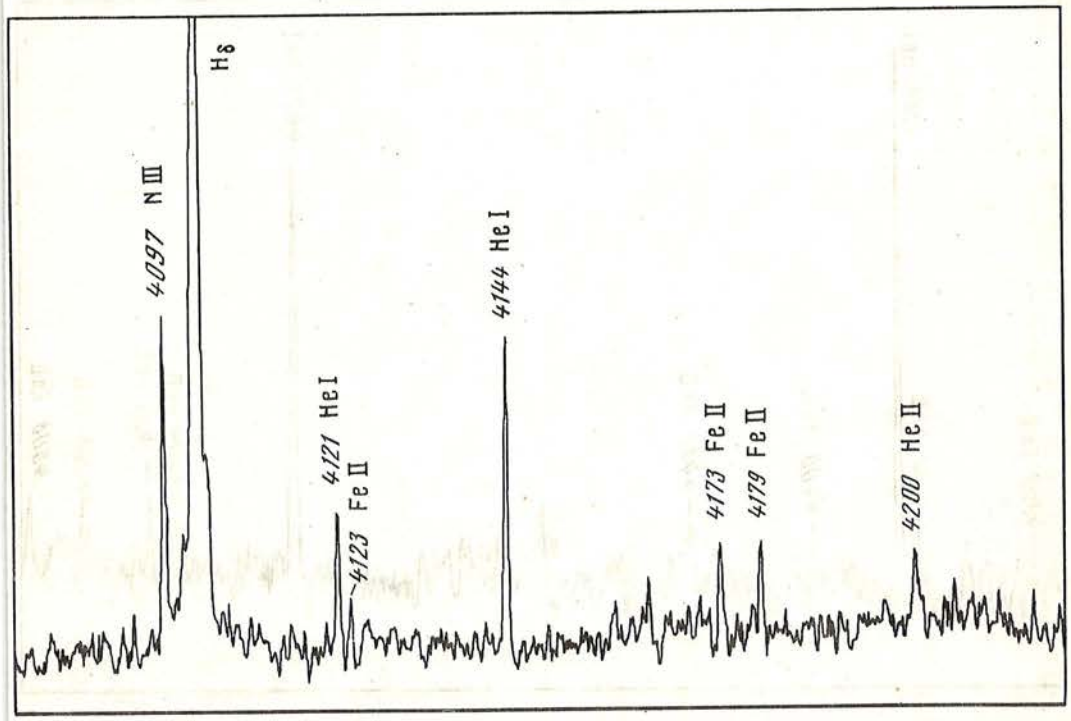


Рис. 4 (продолжение)

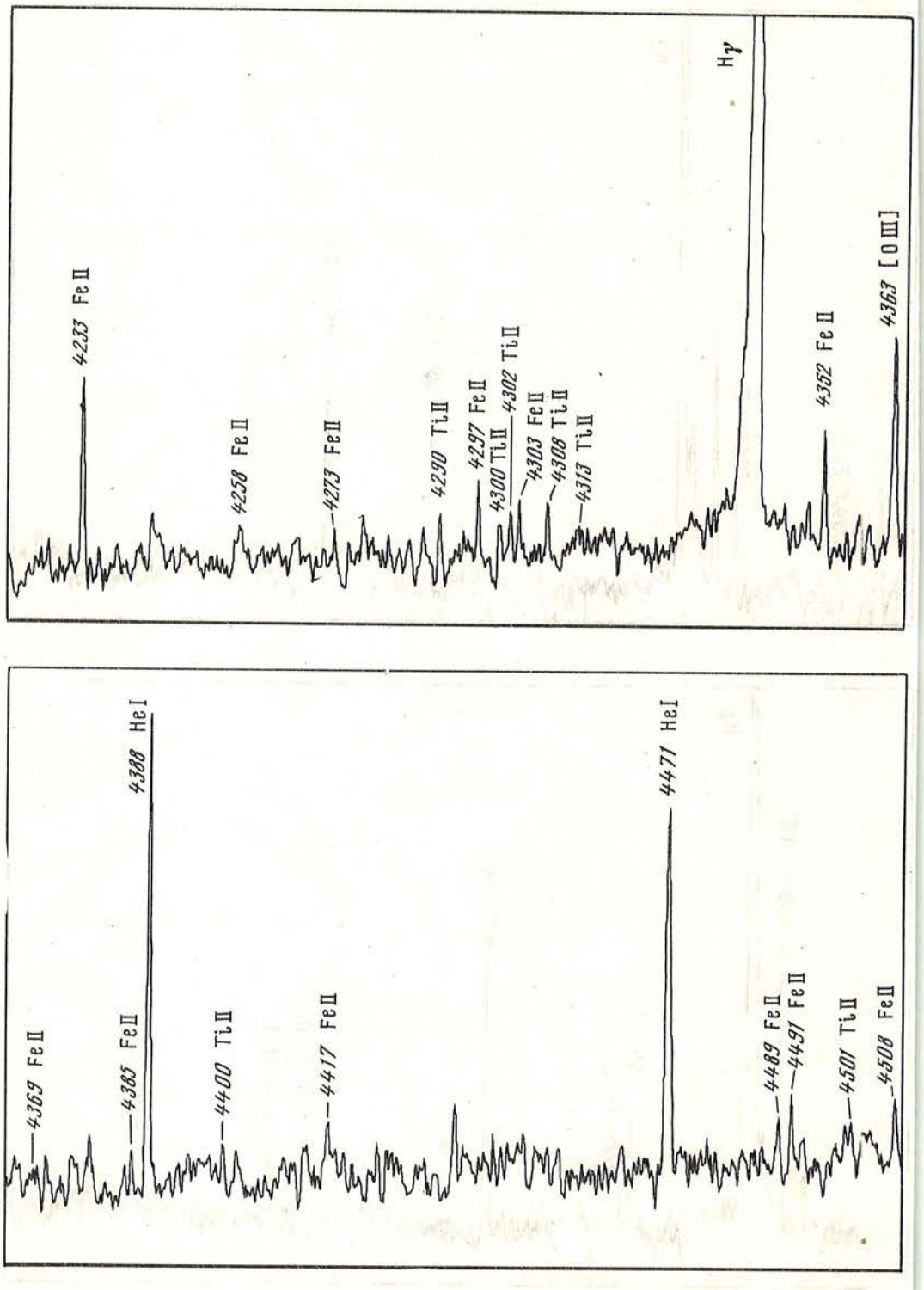


Рис. 4 (продолжение)

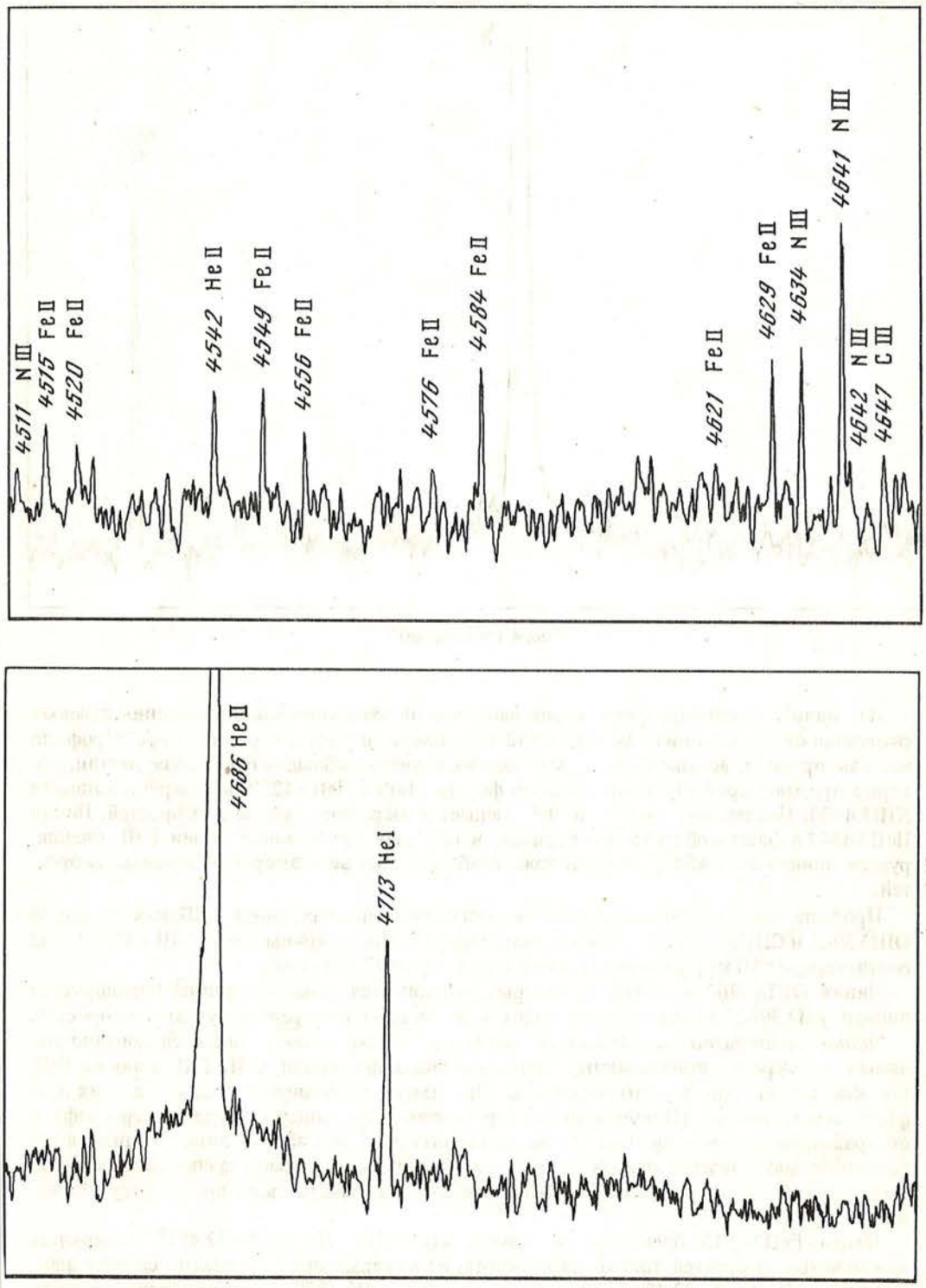


Рис.4 (продолжение)

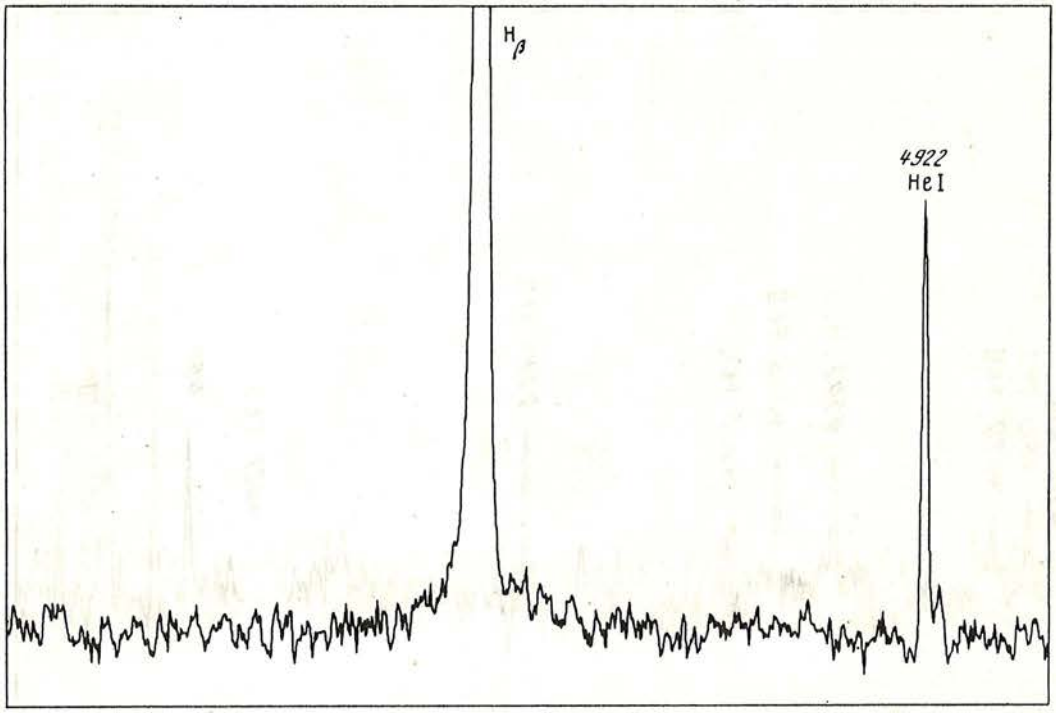


Рис. 4 (окончание)

Из линий пикеринговской серии наиболее подходящими для измерения лучевых скоростей оказались линии λ4200 и 4542. Они имеют полуширину ~ 60 км/с. Профили их, как правило, асимметричны. Во многих случаях наблюдаются мелкие детали, которые придают профилю неправильную форму. Линия HeIIλ4200 блендируется линией NIIIλ4200. Последняя слабее и не мешает измерению лучевых скоростей. Линия HeIIλ4542 в фазах орбитального периода, в которых усиливаются линии FeII, блендируется линией FeII 4542, которая тоже слаба и не мешает измерению лучевых скоростей.

Профили всех неблендированных и достаточно сильных линий NIII, как и линий OIIIλ3962 и CIIIλ4647, почти всегда симметричны. Полуширины линий NIII и OIIIλ3962 соответствуют 50 км/с, а полуширина линии CIIIλ4647 – 45 км/с.

Линия OIIIλ3962 в фазах, в которых усиливаются линии металлов, блендируется линией AlIIλ3962, которая очень слаба и не мешает измерению лучевых скоростей.

Линии однократно ионизованных металлов. Подходящими для исследования линиями однократно ионизованных металлов оказались линии FeII, TiII, а также SiII, так как только они достаточно сильны. Они имеют полуширину ~ 35 км/с, и их профили симметричны. (Полуширина инструментального контура куде-спектрографа в обсерватории Рожен в данном случае составляет ~ 25 км/с.) Эти линии меняются довольно сильно в течение орбитального периода. Они были сильны на спектрах, полученных в 1986 г. В другие годы они были слабы, а большая часть их просто отсутствовала.

Линия FeIIλ4515 блендируется линией NIIIλ4515. Линия FeIIλ4515 измерялась для лучевых скоростей только на спектрах, на которых она значительно сильнее азотной линии. Линия FeIIλ4549 блендируется линией TiIIλ4550, которая значительно слабее и не мешает измерению.

Одни из самых сильных – это *K*- и *H*-линии CaII. Линия CaIIλ3934 (*K*) блендируется

линией NIIIλ3934, и, наверное, по этой причине измерение лучевой скорости *K*-линии дало плохой результат. Линии CaIIλ3968 (*H*) и HeIIλ3968 образуют физическую бленду, неподходящую для измерения лучевых скоростей. С ними блендируется и линия [NeIII] λ3968. Она тоже не подходит для измерения лучевых скоростей.

Интересно было бы исследовать еще поведение линий [FeII] – одних из самых слабых в наблюдаемой нами области. Характер изменения их интенсивности не такой, как у разрешенных линий металлов, и как будто они всегда присутствуют в спектре. Однако невозможно было измерить по ним лучевые скорости и их эквивалентные ширины с удовлетворительной точностью.

Запрещенные линии. В эту группу входят линии [NeIII] λ3869 и 3968 и линии [OIII] λ4363, 4959 и 5007. Исключая [NeIII] λ3968, которая блендирована, полуширина остальных линий соответствует ~50 км/с. Профили запрещенных линий симметричны.

На рис. 4 представлены участки спектра, полученного $JD_{\odot}2446660{,}533$ в относительных интенсивностях, где показаны измеренные нами линии.

3.2. Линии спектра типа M, измеренные для лучевых скоростей

Для измерения лучевой скорости орбитального движения холодного компонента системы была подобрана 21 линия спектра типа M. Некоторые из этих линий представляют собой неразрешенные бленды. Длины волн этих бленд получены сообразно интенсивностям блендирующихся линий. При подборе линий M-спектра был использован список абсорбционных линий M гиганта βPeg из [22].

3.3. Орбита M звезды

Лучевая скорость холодного компонента системы AG Peg в зависимости от фазы представлена в табл. 3. Отсутствуют измерения спектрограмм, полученных в фазах 0,158 и 0,248, из-за низкой фотографической плотности непрерывного спектра. Измерения на осциллоскопическом компараторе проведены по ядрам линий, так как в большинстве случаев только ядро не подвержено блендированию.

Чтобы исследовать изменение скорости M звезды в течение орбитального периода, т.е. построить зависимость лучевой скорости от фазы, необходимо определить как сам период, так и некоторый начальный момент. Периоды, полученные из спектральных наблюдений разных авторов, представлены в табл. 4.

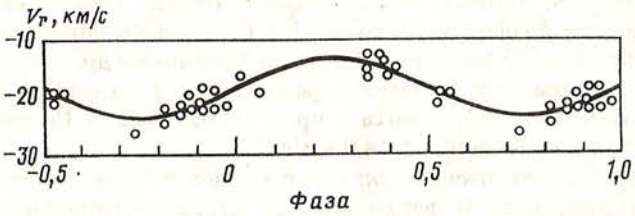


Рис. 5. Зависимость лучевой скорости M звезды от фазы орбитального движения системы
Элементы орбиты см. в табл. 8.

Мы приняли период, полученный Хатчингсом и др., так как он хорошо описывает данные фотоэлектрической фотометрии после 1962 г. [3, 23]. В качестве некоторого начального момента выбран момент фотометрического минимума JD2445503 из наблюдений Белякиной [23]. В таком случае нулевая фаза попадает в спектральное соединение, в котором M звезда находится ближе к наблюдателю.

На рис. 5 показана зависимость лучевой скорости M звезды от фазы по нашим наблюдениям, построенная с пеpодом 820^d и начальным моментом JD2445503. Точные зна-

Таблица 3

Лучевые скорости (км/с)

φ	Абсолютные линии	He^1 I	He^3 I	M II	[OIII] 4363	[NeIII 3869	HeII 4686 (B)
$0^p,876$	−19,8 ± 0,7	−12,4 ± 0,9	−6,6 ± 0,2	−12,4 ± 0,6	−21,1	−19,3	
0,904	−21,0 ± 2,0	−17,4 ± 1,1	−16,6 ± 1,9	−18,8 ± 0,4	−31,4	−23,1	−0,6
0,914	−18,3 ± 1,4	−14,4 ± 0,3	−12,7 ± 0,8	−19,6 ± 0,9	−29,5		
0,914	−22,0 + 3,4	−13,7 ± 1,5	−10,5 ± 3,3		−29,9	−27,9	−6,7
0,940	−18,7 ± 1,0	−19,3 ± 0,4	−15,8 ± 0,7	−19,1 ± 3,2	−36,6	−28,4	+30
0,944	−22,0 ± 1,8	−19,1 ± 0,9	−18,9 ± 1,3	−20,2 ± 1,3	−33,7	−33,2	
0,974	−21,3 ± 1,7	−20,0 ± 1,5	−18,8 ± 0,5	−18,3 ± 2,9	−35,0	−31,5	
0,009	−16,7 ± 0,7	−29,1 ± 2,7	−25,7 ± 2,1	−22,6 ± 1,2	−40,2	−38,4	−35,8
0,058	−19,1 ± 1,3	−30,4 ± 0,6	−29,3 + 1,8	−23,4 ± 0,8	−42,3	−39,2	−32,7
0,158		−31,1 + 0,4	−22,5 ± 0,1	−24,9 ± 0,4	−45,5		
0,342	−12,8 ± 1,7	−19,4 ± 1,9	−14,2 ± 1,0	−19,0 ± 0,8	−25,7	−15,9	−36,8
0,342	−14,9 ± 0,9	−21,3 ± 1,7	−16,1 ± 1,1	−18,6 ± 1,7	−30,1	−18,8	−47,4
0,344	−16,5 ± 0,7	−19,1 ± 0,5	−15,0 ± 0,8	−17,5 ± 0,4	−20,2	−14,7	
0,371	−12,7 ± 1,4	−15,4 ± 0,5	−13,9 ± 0,3	−16,3 ± 0,4	−22,7	−18,2	−41,7
0,375	−12,8 ± 0,9	−14,1 ± 0,4	−11,5 − 1,2	−12,8 ± 0,3	−16,2	−12,7	−50,4
0,385	−13,8 ± 1,2	−16,2 ± 0,8	−14,3 ± 1,6	−19,6 ± 0,7	−19,8	−10,2	−43,3
0,385	−16,3 ± 1,1	−17,6 ± 1,3	−10,6 ± 2,3	−18,2 ± 0,9	−17,7	−16,3	
0,412	−14,8 ± 1,0	−14,4 ± 1,2	−11,2 ± 0,6	−18,0 ± 0,6	−14,1	−8,6	
0,523	−21,1 ± 0,9	−11,1 ± 0,4	−4,9 ± 0,4	−12,6 ± 0,3	+7,6	+11,9	
0,527	−19,2 ± 1,0	−14,7 ± 0,5	−7,8 ± 1,5	−18,0 ± 0,5	+2,1	+7,5	−30,9
0,551	−19,2 ± 1,9	−8,6 ± 0,4	−4,0 ± 0,6	−10,7 ± 0,3	+14,8	+14,4	−28,6
0,738	−26,2 ± 1,4	−15,5 ± 0,4	−5,0 ± 1,9	−19,2 ± 0,6	−4,0	+2,4	+32,3
0,814	−22,0 ± 1,2	−20,2 ± 1,2	−8,9 ± 1,7	−19,1 ± 1,5	−37,6	−25,8	+10,5
0,815	−24,2 ± 1,3	−18,1 ± 1,0	−8,0 ± 1,7	−17,1 ± 1,3	−31,7	−25,5	
0,854	−22,7 ± 2,0	−16,4 ± 0,8	−9,3 ± 1,3	−18,5 ± 0,7	−33,3		
0,857	−21,6 ± 1,1	−15,8 ± 1,1	−7,6 + 1,2	−16,9 ± 0,8	−33,2	−27,2	
0,883	−22,0 ± 1,9	−14,2 ± 0,7	−10,8 ± 2,5	−19,3 + 1,2	−34,9		+13,8
0,248		−18,1 ± 0,2	−14,8 ± 0,4	−17,8 ± 0,6	−31,8		

чения фаз приведены в табл. 3. Форма кривой — синусоидальная, элементы орбиты представлены в табл. 8. Значение эксцентриситета орбиты хорошо согласуется со значениями, полученными Хатчингсом и др. [14] и Гарсиа и Кенионом [25], а полуамплитуда K — с результатами Каули и Стенсела [13] и Хатчингса и др. [14]. Однако значения лучевой скорости центра масс системы v_0 различаются у разных авторов: у Каули и Стенсела $v_0 = -16{,}8$ км/с, у Хатчингса и др. — −16,3 км/с, у Словака и Ламберта — −16,15 км/с, а у Гарсиа и Кенион — −14,0 км/с.

Возникает вопрос о возможном искажении кривой лучевой скорости орбитального движения осевым вращением М звезды. В разд. 2 мы рассмотрели общий вид непрерывного спектра, где было показано, что спектральный класс М звезды меняется на один подкласс в течение орбитального периода. В соединении, в котором горячий компонент ближе к наблюдателю ($\varphi = 0{,}5$), спектральный класс М звезды более ранний, а в другом соединении ($\varphi = 0$) более поздний. Этот факт объясняется эффектом нагрева М звезды горячим компонентом [11, 18]. Здесь надо отметить, что мы считаем на поверхности М звезды горячего пятна, возникающего из-за столкновения с газовым потоком, не существует (это будет показано в нашей модели). Кроме того, что также будет показано далее, угол наклона орбиты i составляет $\sim 70°$. Если нагреваемая часть фотосферы М звезды из-за своей более высокой температуры не излучает М-спектр, т.е. М-спектр излучается не всем видимым диском звезды, а только частью этого диска,

Таблица 4

Оценки периода системы AG Peg

Автор	P	e
Каули, Стенсел [13]	$830^d,14 \pm 1,68$	0,25
Хатчингс и др. [14]	~820	0
Словак, Ламберт [24]	$818,72 \pm 2,5$	0,28
Гарсиа, Кенион [25]	796 ± 15	0

то кривая лучевой скорости должна быть искажена осевым вращением звезды. Попробуем проверить, присутствует ли такое искажение у этой кривой.

Поскольку в фазе 0,5 преобладающая часть видимого диска М звезды нагрета ($i \sim \sim 70°$) и спектральный класс звезды из наблюдений получается М2, то температура нагретой части фотосферы не должна быть существенно выше ненагретой части, т.е. нагретая часть должна излучать в принципе тоже спектр типа М (а не более ранний), как и ненагретая часть. Значит М-спектр излучается всем видимым диском звезды, но более горячая часть диска излучает более ранний, а более холодная – более поздний спектр. Таким образом, кривая лучевой скорости не должна быть искажена осевым вращением звезды.

3.4. Результаты измерения лучевых скоростей эмиссионных линий

Бальмеровские линии. Лучевые скорости измерены только по центральному узкому эмиссионному компоненту бальмеровских линий, так как широкий компонент блендирован некоторыми слабыми линиями и не было возможности построить его контур довольно уверенно. В табл. 5 представлены результаты измерения первых членов бальмеровской серии H_β–H_9. Профили всех линий сложные, что было показано в начале раздела, и всегда, когда уверенно наблюдались два компонента, они измерялись отдельно. В таблице эти измерения представлены буквами V и R, что соответствует фиолетовому и красному компонентам линии. Профиль линии измерялся и в средней части под описанными деталями, и измерения обозначены буквой C. Линии измерялись в средней части и во всех остальных случаях, когда наблюдались асимметрия и мелкие детали, придающие профилю неправильную форму. На рис. 6,*б–д* показаны кривые лучевых скоростей для каждой из этих линий. Рисунки показывают, что единой кривой всегда удовлетворяют данные измерения по средней части профиля, а измерения фиолетового и красного компонентов сильно отклоняются. С другой стороны, у линий с номером больше 8 двухкомпонентные профили не видны. В большинстве случаев линии симметричны и их измерения совпадают с измерениями средней части профиля первых членов серии. Таким образом, существование двойственности, асимметрии, как и всех мелких деталей, у профилей линий от H_β до H_9 можно объяснить присутствием в них самопоглощения, которое имеет место в симбиотических звездах, как было показано Боярчуком [26]. Степень самопоглощения у AG Peg меняется с фазой, поскольку наблюдаемые нами детали в линиях присутствуют прежде всего в фазовом интервале приблизительно 0,90–0,25. Изменение самопоглощения с фазой указывает на изменение оптической толщины газа, излучающего линии, и, вероятно, на температурные неоднородности.

Очень интересен вопрос о существовании бальмеровской прогрессии лучевых скоростей, меняющейся с фазой, которую наблюдали Хатчингс, Редман и др. [27, 14]. По нашим спектральным материалам бальмеровскую прогрессию не удалось обнаружить. В этом случае мы усреднили лучевые скорости по всем линиям, наблюдавшимся на данной спектрограмме, и средние значения тоже представили в табл. 5 и на рис. 6,*а*. Из

Таблица 5

Лучевые скорости бальмеровских линий (км/с)

φ	$H_\beta - H_{эз}$	H_β			H_γ			H_δ			H_ϵ		
		C	V	R	C	V	R	C	V	R	C	V	R
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$0^{p}.876$	−9,2±2,0	−10,5			−4,0			−8,5			−13,6		
0,904	−20,2±1,0	−20,6			−13,0			−18,3			−21,6		
0,914	−17,0±0,2	−16,2			−17,3			−17,2			−17,1		
0,914	−14,2±0,4	−14,4			−13,3			−15,0			−21,4		
0,940	−31,2±1,6	−32,0			−29,1			−27,9			−37,0		
0,944	−35,6±1,6	−22,9			−33,4			−31,4			−31,0		
0,974	−38,4±2,4	−30,7			−36,0			−40,8			−42,8		
0,009	−41,0±6,8	−27,2			−31,5	−52,0	+8,0	−52,6			−52,6		
0,058	−53,6±5,6	−40,2	−68,7	+9,8	−42,5	−59,3	+7,4	−60,7			−57,6		
0,158	−64,9±1,4	−64,6			−62,6			−67,4			−53,3		
0,342	−20,5±1,2	−34,2			−28,2			−22,2			−21,0		
0,342	−16,5±1,2	−15,1			−25,9			−31,9			−22,5		
0,344	−24,2±1,1	−20,1			−22,0			−25,1			−25,6		
0,371	−16,4±0,7	−21,7			−17,3			−15,9			−18,4		
0,375	−17,3±1,2	−19,6			−20,9			−15,5			−16,9		
0,385	−14,2±0,3	−14,9			−21,4			−19,4			−17,9		
0,385	−16,9±0,6	−10,9			−14,6			−17,0			−21,3		
0,412	−15,8±0,6	−6,8			−18,9			−10,3			−14,2		
0,523	−2,9±0,4	−5,6			−2,7			−4,2			−2,7		
0,527	−7,8±0,3	−12,3			−7,7			−7,4			−11,2		
0,551	−11,0±0,8	−3,4			+1,8			−0,1			−0,9		
0,738	−7,8±3,7	−1,0	−55,6	2,2	+2,7			−14,6			−13,8	−36,1	−9,4
0,814	−14,0±0,7	−8,3			−17,8			−7,7			−15,2		
0,815	−13,1±1,8	−1,2			−10,5			−11,1			−9,6		
0,854	−18,8±0,9	−13,1			−15,5	−37,7	+9,8	−12,7			−18,8	−46,1	+8,4
0,857	−17,0±1,0	−10,8			−26,7			−16,0			−23,0		
0,883	−15,5+0,3	−14,9	−51,0	+9,5	−15,5			−16,0			−27,7		
0,248	−34,6+3,6	−45,1	−49,7	+4,4	−32,5			−32,2			−28,6		

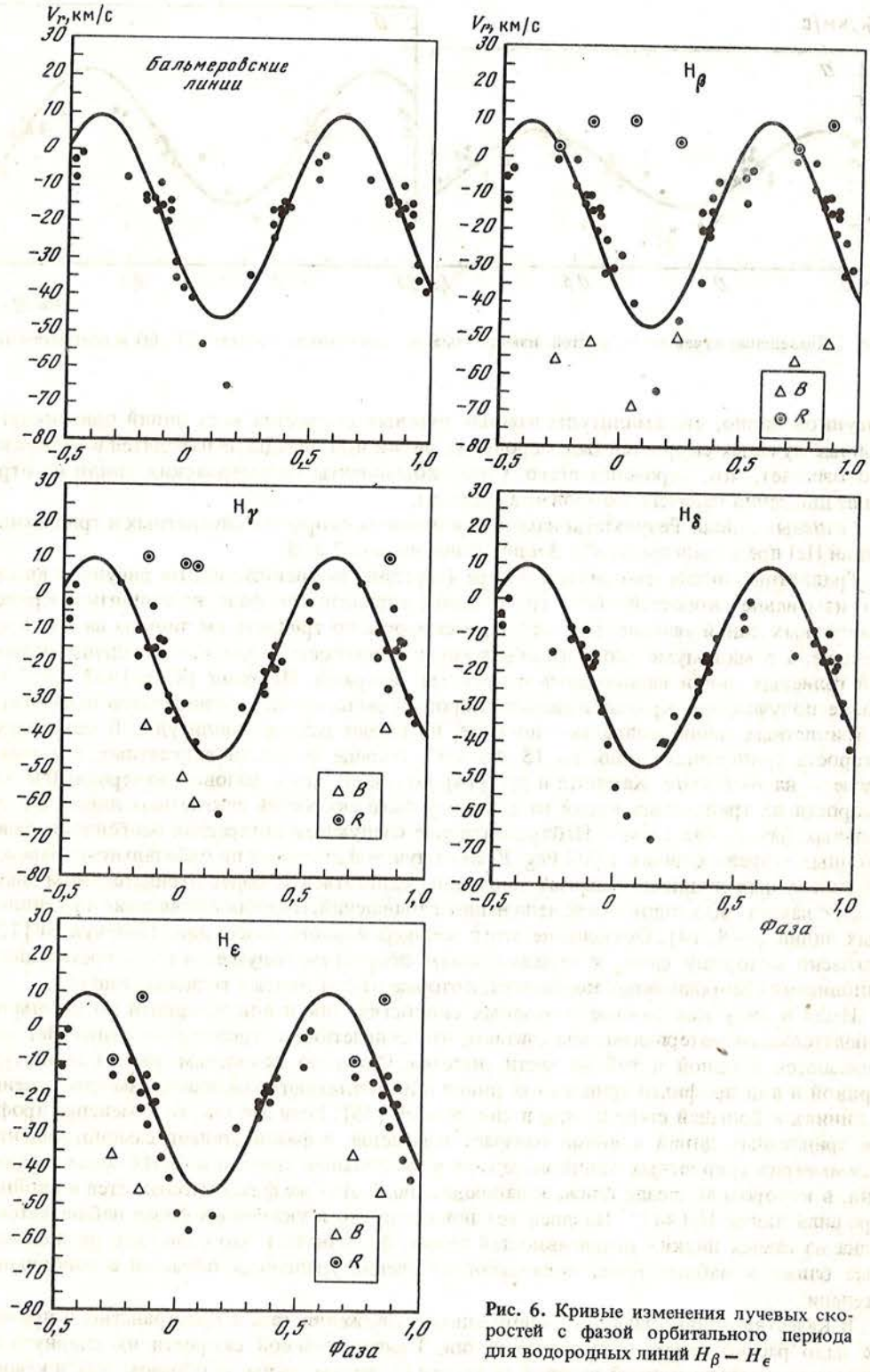


Рис. 6. Кривые изменения лучевых скоростей с фазой орбитального периода для водородных линий $H_\beta - H_\epsilon$

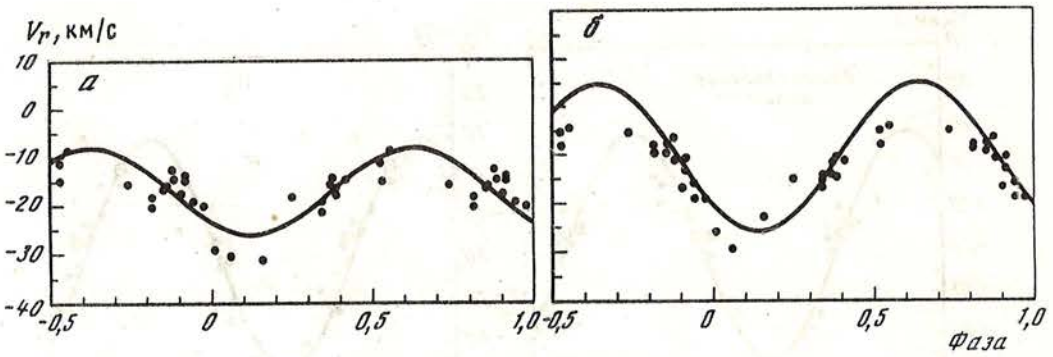


Рис. 7. Поведение лучевых скоростей, измеренных по синглетным линиям HeI (*а*) и триплетам (*б*)

рисунков видно, что амплитуды кривых лучевых скоростей всех линий одинаковы и кривые лучевых скоростей бальмеровских линий и М звезды не находятся в антифазе; это означает, что, вероятнее всего, узкие компоненты бальмеровских линий не отражают движения горячего компонента системы.

Гелиевые линии. Результаты измерения лучевых скоростей синглетных и триплетных линий HeI представлены в табл. 3 и показаны на рис. 7, *а, б*.

Триплетные линии измерены в центре (середина нижней части). На рисунках видно, что изменение скоростей обеих групп линий совпадает по фазе, но амплитуда кривой синглетных линий меньше. В максимуме скорость по триплетным линиям на ~13 км/с меньше, а в минимуме скорости обеих групп одинаковы. Подобное поведение скоростей гелиевых линий наблюдалось и другими авторами. Меррилл [8] в 1943–1950 гг. также получил, что кривые лучевых скоростей эмиссионных компонентов синглетных и триплетных линий совпадают по фазе, но имеют разные амплитуды. В максимуме скорость триплетных линий на 15–16 км/с больше скорости синглетных, а в минимуме – на 6–7 км/с. Хатчингс и др. [14] получили, что в фазовом интервале 0,9–0,6 скорости из триплетных линий на 6 км/с больше скоростей синглетных линий, а в остальных фазах – на 1 км/с. Наблюдается еще следующая интересная особенность эмиссионных гелиевых линий у AG Peg. Кривая лучевой скорости по орбитальному периоду из синглетных линий показывает тенденцию сдвигаться к более отрицательным значениям с начала 30-х годов до времени наших наблюдений. Подобное поведение и у триплетных линий [6–8, 14]. Объяснение этого наблюдательного факта дано Боярчуком [12], согласно которому сдвиг к отрицательным скоростям получается из-за постепенного заполнения абсорбционных компонент, которые наблюдались у гелиевых линий.

Имея в виду как данные о лучевых скоростях, так и вид профилей по нашим наблюдательным материалам, мы считаем, что синглетные и триплетные линии HeI возбуждаются в одной и той же части системы. Сдвиг по скоростям, разная амплитуда кривой и вид профилей триплетных линий обусловливаются наличием самопоглощения в линиях в большей степени, чем в синглетных [26]. Если это так, то изменение профиля триплетных линий с фазой означает изменение с фазой степени самопоглощения. Асимметрия триплетных линий выражена в наибольшей степени в фазах после соединения, в котором М звезда ближе к наблюдателю. В этих же фазах наблюдается и двойной профиль линии HeI 4471. Позднее мы покажем, что в указанных фазах наблюдается и одна из самых низких интенсивностей линий. Это означает, что слои газа, расположенные ближе к наблюдателю, поглощают излучение удаленных областей в наибольшей степени.

В качестве линий, дающих информацию о движении газа в пространстве, в принципе надо рассматривать синглетные линии. Кривая лучевой скорости их сдвинута по фазе относительно кривой лучевой скорости М звезды таким же образом, как и кривая

Таблица 6

Лучевые скорости линий ионизованных элементов (км/с)

φ	HeII	NIII	OIII 3962	CIII 4647	Все элементы	HeII4686(*N*)
$0^{P}.876$	−8,4	−16,2±1,0	–	−13,3	−12,6±2,3	−6,8
0,904	−19,2±0,8	−21,8±1,1	−24,1	−28,8	−23,5±2,0	−22,3
0,914	−10,1±0,3	−16,4±0,8	−17,2	–	−14,6±2,2	−11,8
0,914	−22,0±7,0	−17,6	−20,9	–	−20,2±1,3	−21,7
0,940	−20,3	−19,9±1,0	−24,8	–	−21,7±1,6	−25,3
0,944	−20,6±0,5	−20,4±0,7	−27,7	−24,7	−23,4±1,8	−19,5
0,974	−24,2±1,8	−24,7±1,0	−25,8	−41,4	−29,0±4,1	−29,3
0,009	−33,0±1,1	−32,5±1,7	–	−32,7	−32,7±0,1	−34,6
0,058	−33,7±1,3	−38,0±0,4	−34,6	−35,2	−35,4±0,9	−43,1
0,158	−44,8	−39,0±15,9	–	–	−41,9±2,9	−53,9
0,342	−22,1±6,8	−16,5±1,5	−21,3	–	−20,0±1,7	−26,3
0,342	–	−18,3±0,4	−15,0	–	−16,6±1,6	−22,6
0,344	−16,7±3,4	−20,8±0,4	−18,7	−23,5	−19,9±1,4	−27,8
0,371	−17,9±1,6	−16,5±1,5	−17,4	−17,9	−17,4±0,3	−24,1
0,375	−15,8±0,4	−17,5±1,3	−15,2	−16,6	−16,3±0,5	−20,2
0,385	−25,7±0,5	−18,3±1,7	−15,0	−18,2	−19,3±2,3	−25,0
0,385	−15,7±6,0	−15,0±0,8	−17,1	−14,7	−15,6±0,5	−16,7
0,412	−18,8±4,3	−11,1	−14,8	−18,8	−15,9±1,8	−21,0
0,523	−10,8	−6,5±0,3	−7,2	−6,7	−7,8±1,0	0,9
0,527	−7,4±4,4	−7,0±0,8	−6,6	−12,4	−8,4±1,4	−2,8
0,551	−6,1	−4,1±0,5	−8,1	−8,2	−6,6±1,0	5,8
0,738	−10,3	−9,6±2,1	−7,7	−6,2	−8,4±0,9	−3,1
0,814	−12,9	−17,7±0,2	–	–	−15,3±2,4	2,8
0,815	−14,9±0,3	−16,1±0,8	−16,2	–	−15,7±0,4	−9,4
0,854	−13,4±0,1	−14,3±0,2	–	−13,1	−13,6±0,4	−14,0
0,857	−16,1±2,2	−14,5±0,6	−13,3	−15,4	−14,8±0,6	−22,3
0,883	−14,9±1,4	−16,1±0,7	−14,8	−16,1	−15,5±0,4	−16,7
0,248	−24,6±1,1	−24,0±1,6	−30,2	–	−26,3±2,0	−40,7

бальмеровских линий. Следовательно, гелиевые линии, вероятнее всего, также не представляют движение второго компонента системы.

Линии ионизованных элементов. Результаты измерения лучевых скоростей линий элементов HeII, NIII, OIII и CIII представлены в табл. 6 и на рис. 8, *а–г* соответственно. Так как кривые лучевых скоростей этих групп линий совпадают, была построена и общая кривая для всех элементов, которая показана на рис. 8, *д*. Амплитуда изменения лучевой скорости узкого компонента линии HeII λ4686 оказалась больше, и поэтому данные ее измерения не включены в общую кривую, а показаны отдельно в таблице и на рис. 8, *е*.

Лучевые скорости узкого компонента линии HeII λ4686 получены по симметричной части профиля над уширением. Измерение уширенной части не дало надежных результатов. Лучевые скорости пикерингoвских линий HeII получены со средней части профиля. Методику и результаты измерения широкого компонента этой линии мы представим ниже.

Если сравнить наблюдаемые полуширины, профили и лучевые скорости линий элементов HeII и NIII с наблюдениями других авторов, то первое, что бросается в глаза, это уменьшение в несколько раз полуширины линий в интервале с 1974 по 1985 гг., т.е. между наблюдениями Хатчингса и др. [14] и нашими. Линии этих элементов, и особенно линия HeII λ4686, имели полуширину в несколько сот километров в секунду в период с 1964 по 1974 г. [11, 27, 14]. Потом полуширина их начала уменьшаться, как показывают наблюдения Ильмас в 1982–1983 гг. [28]. Кривая лучевой скорости наблю-

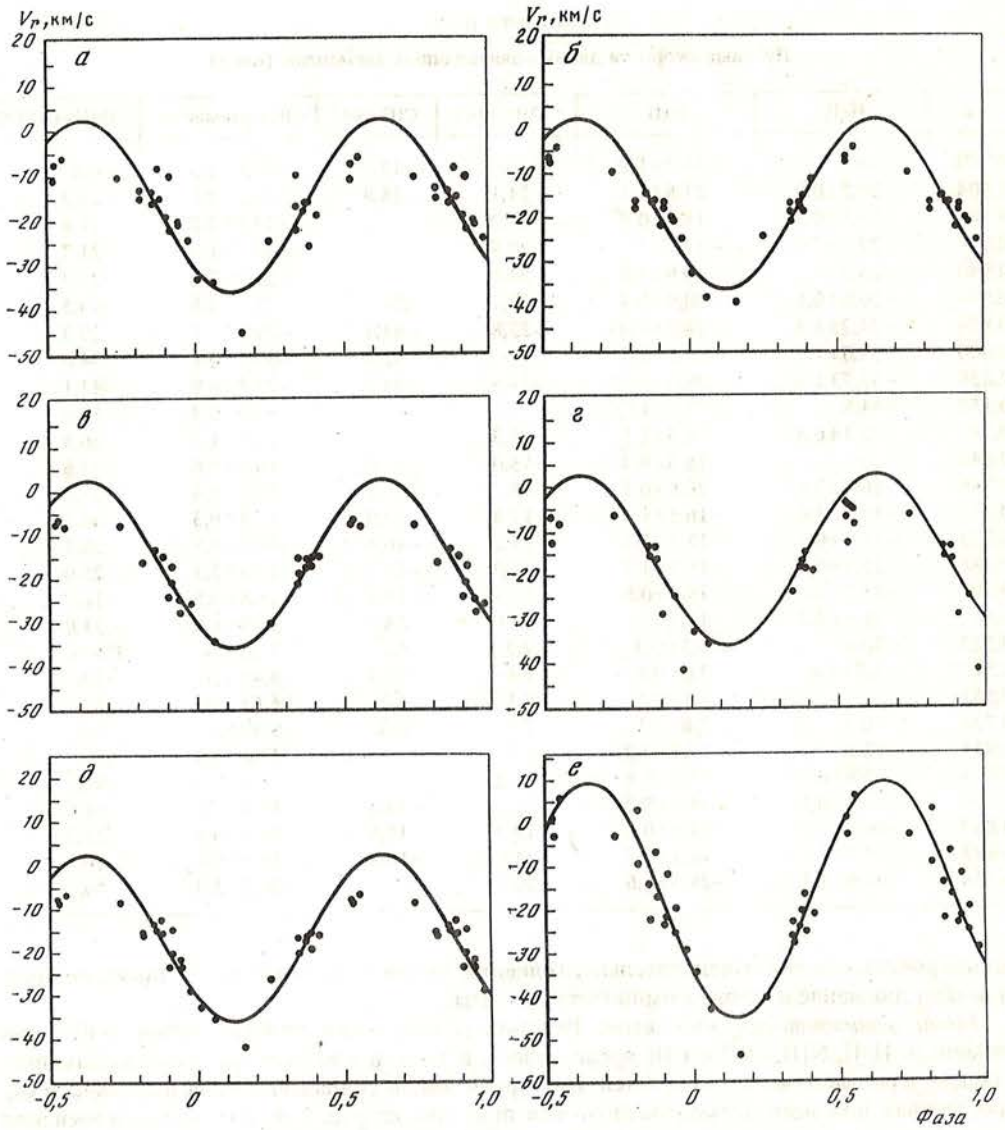


Рис. 8. Результаты измерения лучевых скоростей по линиям элементов
а – HeII; *б* – NIII; *в* – OIII λ 3961 Å; *г* – CIII λ 4647 Å; *д* – HeII, NIII, OIII, CIII; *е* – HeII λ 4686 (*N*)

даемого нами узкого компонента линии HeIIλ4686 имеет амплитуду и сдвиг по фазе относительно кривой лучевой скорости M звезды такие же, как кривая по линии HeIIλ4686 у Хатчингса и др. Этот факт дает нам некоторое основание отождествить наблюдавшуюся Хатчингсом и др. линию с наблюдаемым нами узким компонентом; значит, этот компонент линии HeIIλ4686 в интервале с 1962 по 1974 г. был столь широк, что не был виден наблюдаемый нами широкий компонент. И нельзя было сказать, что профиль линии двухкомпонентный. Если это правильно, то оказывается, что кривая лучевых скоростей узкого компонента показывает тенденцию сдвигаться к отрицательным значениям после наблюдения Хатчингса и др. Что же касается кривой лучевой скорости по линии NIII, то полученные нами амплитуда и v_0 из этой кривой приблизительно такие же, как у Меррилла [8]. Кривая лучевой скорости из линий всех ионизованных

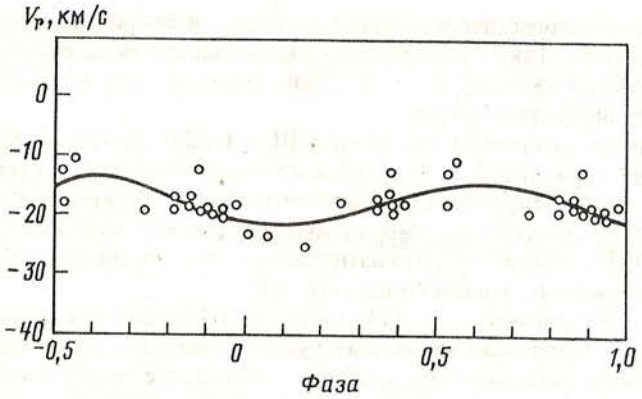


Рис. 9. Лучевые скорости, измеренные по линиям ионизованных металлов (MII – средняя кривая)

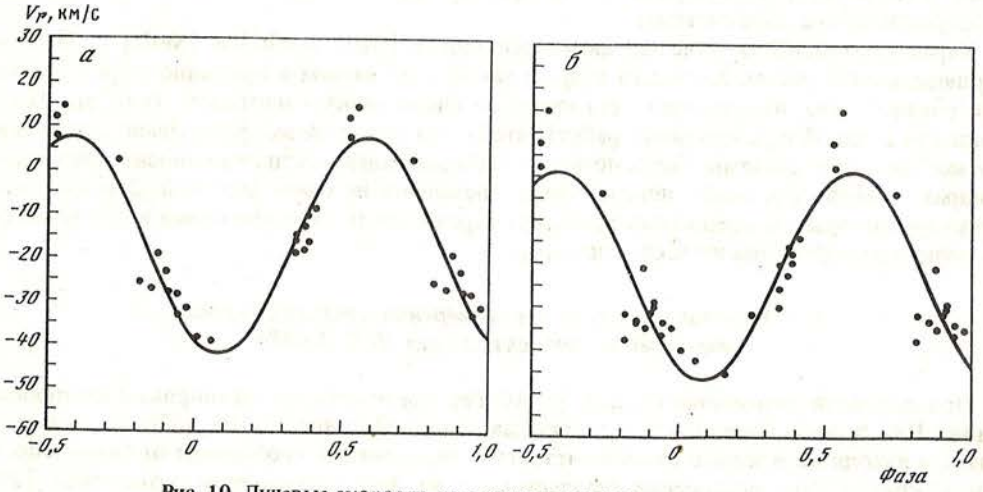


Рис. 10. Лучевые скорости, измеренные по запрещенным линиям
а – [NeIII] λ 3869 Å; *б* – [OIII] λ4363 Å

элементов, как и кривая узкого компонента линии HeIIλ4686, не находится в антифазе с кривой лучевой скорости M звезды. Мы считаем, что эти линии, подобно узким компонентам водородных и гелиевых линий, тоже не представляют движение второго компонента системы.

Линии однократно ионизованных металлов (МеталлыII). Все эти линии включены в одну группу, так как не обнаружены систематические различия между скоростями по линиям разных элементов. Результаты измерения представлены в табл. 3 и иллюстрируются рис. 9. Среднее значение наших данных соответствует –18,1 км/с и согласуется с данными других авторов [6–8, 10, 14]. Полученная нами ошибка построения синусоидальной кривой составляет 2,4 км/с и сравнима с ее полуамплитудой – 3,9 км/с. Следовательно, мы не можем быть уверены в существовании реального изменения с орбитальным периодом лучевых скоростей этих линий. В таком случае данные, сильно отличающиеся от среднего значения, вероятно, обусловлены не орбитальным движением, а другими процессами, так как значительно превышают ошибку измерения.

Запрещенные линии. Данные о лучевых скоростях по запрещенным линиям [NeIII] λ 3869 и [OIII] λ 4363 приводятся в табл. 3 и показаны на рис. 10. Амплитуды изменения скоростей обеих линий приблизительно одинаковы, и кривые совпадают по фазе.

Существует, однако, систематическая разница ~5 км/с в скоростях, и данные обеих линий показаны отдельно. Такой же характер изменения лучевых скоростей по линиям [OIII] λ 4959 и 5007, поскольку из-за их малой интенсивности лучевые скорости измерены по меньшему числу спектрограмм.

Изменение лучевых скоростей для линий OIII λ 4363 и [NeIII] λ 3869 в течение орбитального периода с амплитудой. близкой к полученной нами и со средним значением 24 км/с, наблюдалось Мерриллом. Кривые изменения были сдвинуты на $0,^{P}18$ относительно кривых водородных линий. Мерриллом наблюдалось и изменение лучевых скоростей по линиям OIII λ 4959 и 5007. Это изменение, однако, было нерегулярным с амплитудой 17 км/с и средним значением 14 км/с [8, 10].

Наблюдавшаяся Хатчингсом и др. [14] линия [OIII] λ 4363 двухкомпонентна. Более сильный компонент показывает изменение лучевой скорости в приципе такое же, как и водородные линии. Подобные же профиль и поведение лучей скорости и у линии [NeIII] λ 3869. Совсем иное поведение лучевых скоростей для линий [OIII] λ 4959 и 5007. Они тоже двухкомпонентны. Оба компонента в значительной степени блендируются, и скорость всего профиля во всех фазах получается около 20 км/с, т.е. близкой к скорости центра масс системы.

Характер изменения лучевых скоростей линий [OIII] λ 4363 и [NeIII] λ 3869 по наблюдениям Мерилла, Хатчингса и др., а также и по нашим в принципе один и тот же. Это означает, что излучающий газ имеет не очень низкую плотность (как это будет показано в одной из следующих работ), чтобы его движение коррелировало с движением компонентов системы. Сдвиг по фазе ~0,04 запрещенных линий относительно водородных, гелиевых и линий ионизованных элементов не очень большой. Это дает нам некоторое основание предполагать, что все перечисленные группы линий возбуждаются примерно в одной и той же части системы.

3.5. Методика и результаты измерения лучевой скорости широкого компонента линии He II λ 4686

При описании эмиссионного спектра AG Peg мы отметили, что широкий компонент линии HeII λ 4686 блендируется только эмиссионной линией FeII λ 4670. Так как она слаба и находится в крыле компонента, его можно считать свободным от бленд и построить контур. Это построение осуществлено на фотометрическом комплексе [29] в Крымской астрофизической обсерватории. Для построения контура необходимо оценить величину шума фотоэмульсии в участках, свободных от абсорбционных линий. Так как в рассматриваемом интервале длин волн нет таких участков, мы освободили спектры от шума фотоэмульсии фильтрованием методом скользящего среднего по семи точкам. Фильтрованный профиль линии был нарисован и сравнен с этим же участком спектра стандарта α Ориона M21b из фотометрического атласа звездных спектров [20]. В рассматриваемом участке спектра α Ориона был построен некоторый псевдоуровень и выбраны те точки пересечения спектра с ним, которые можно уверенно отождествить в спектре AG Peg. Через эти точки в спектре AG Peg был построен контур широкого компонента линии HeII λ 4686 методом сплайн-функции. На рис. 11, *а* показан участок спектра α Ориона, а на рис. 11, *б* – приблизительно тот же участок спектра AG Peg, занимаемый широким компонентом линии HeII λ 4686. Лабораторная длина волны HeII λ 4686 и масштаб спектра на рисунках были определены при помощи измерений узкого компонента этой линии и линии HeI λ 4713 на осциллоскопическом компараторе. Лучевые скорости по широкому компоненту получены измерением средней части профиля. К сожалению, по этой методике получились приемлемые результаты только для шести из всех спектрограмм с дисперсией 9 Å/мм. Невозможно было приложить эту методику к спектрограммам с дисперсией 17 Å/мм, так как она намного отлична от дисперсии спектра α Ориона, которая в данном участке в среднем 4,5 Å/мм.

Широкий компонент линии HeIIλ4686 по спектрограммам с дисперсией 17 Å/мм из-

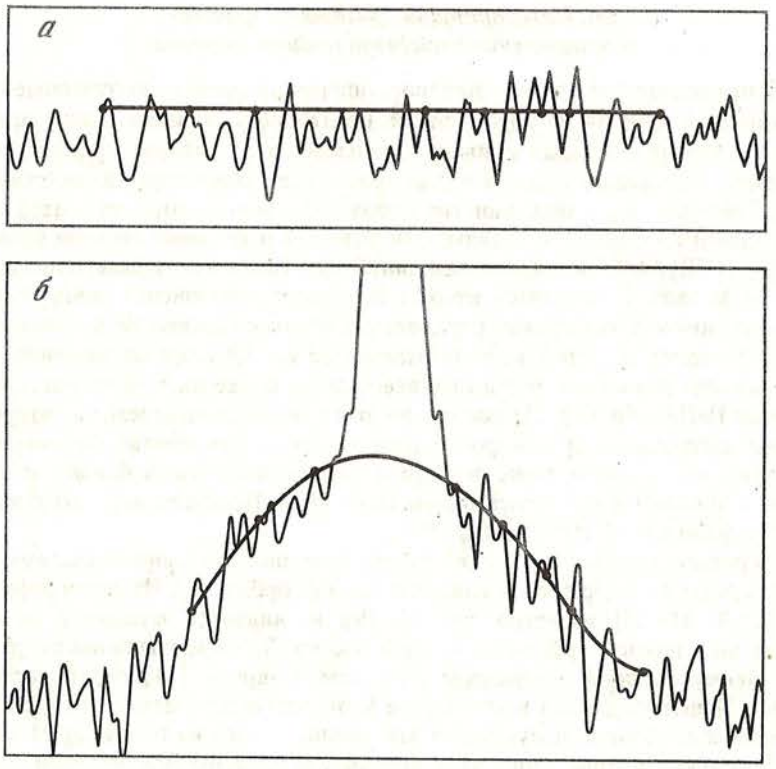


Рис. 11. Сравнение участков спектра вблизи линии HeII

а – для α Ori; *б* – для AG Peg

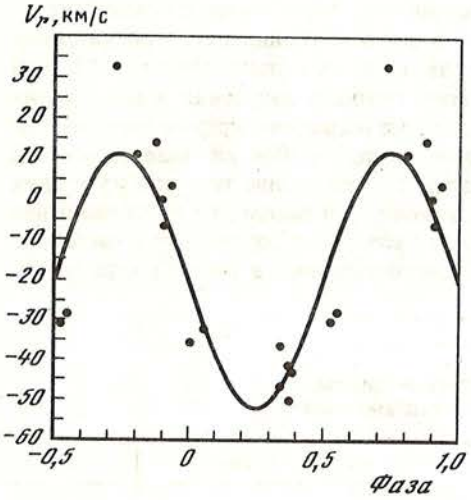


Рис. 12. Лучевые скорости, измеренные по широкому компоненту линии HeII λ 4686 (*B*)

мерялся прямо на компараторе по средней части профиля, так как при такой дисперсии он помещается на экране осциллографа. В этом случае некоторая часть из результатов тоже оказалась неприемлемой. Однако хорошие результаты согласуются с измерениями спектрограмм с дисперсией 9 Å/мм.

Все уверенные измерения представлены в табл. 3 и показаны на рис. 12. Ошибка измерения лучевой скорости линии по обеим методикам не превышает ±20 км/с.

3.6. Интерпретация лучевых скоростей и определение элементов орбиты системы

В табл. 7 приводятся элементы спектроскопической орбиты, полученные по кривой лучевых скоростей каждой из групп линий. Во второй колонке таблицы представлена разница $\Delta\varphi$, на которую каждая кривая запаздывает относительно кривой лучевой скорости М звезды. Поскольку всюду $e = 0$, скорости всех элементов соответствуют круговой орбите. Значения v_0 у большинства кривых близки к скорости центра масс системы, определенной из кривой М звезды. Эти значения в большей степени отличны только для линии [OIII] λ4363 и триплетных линий HeI. Точно в антифазе, в пределах ошибки, с кривой М звезды находится кривая широкого компонента линии HeIIλ4686, и мы считаем, что именно эта кривая отражает орбитальное движение второго компонента системы. Значение v_0 этой кривой отличается на 2,3 км/с от значения кривой М звезды, но разница возникает, вероятнее всего, из-за более низкой точности измерения сдвигов линии HeIIλ4686 (*B*). На основании этого мы предполагаем, что второй компонент системы наблюдается и в широких эмиссионных компонентах бальмеровских линий, поскольку их профили очень похожи и полуширины очень близки к профилю и полуширине широкого компонента линии HeIIλ4686. Профили всех этих линий очень похожи на профили линий звезд Вольф–Райе.

Наличие кривых лучевых скоростей обоих компонентов данной системы дает возможность получить их массы, если известен наклон орбиты i. Из фотографических наблюдений [2, 3, 31–38] известно, что AG Peg не является затменной системой, т.е. нельзя определить наклон орбиты из кривой блеска. Здесь мы дали некоторую приблизительную оценку наклона следующим способом. Боярчук [11] предполагает, что линии Металлов II возбуждаются в атмосфере М звезды под действием излучения горячего компонента, т.е. область, излучающая эти линии, – одна из полусфер М звезды. При орбитальном движении ориентация этой полусферы относительно наблюдателя меняется, и в результате будет меняться часть видимого диска звезды, излучающая линии Металлов II. Эта часть будет максимальной в соединении, когда горячий компонент находится ближе к наблюдателю, и минимальной в другом соединении. Соответственным образом должна меняться и интенсивность эмиссионных линий Металлов II, если это предположение правильно. Зависимость суммы потоков излучения в нескольких из этих линий от фазы показана на рис. 13. На рисунке видно, что кривая синусоидальна и подобно кривой блеска запаздывает в пределе наших ошибок на четверть периода относительно кривой лучевой скорости М звезды, т.е. изменение потоков излучения в линиях Металлов II согласуется с этим предположением. В таком случае соотношение потоков в максимуме и минимуме кривой должно быть равно соотношению частей видимого диска, излучающих линии Металлов II соответственно в обоих соединениях.

Таблица 7

Элементы спектроскопической орбиты, полученные по различным группам линий

Группа линий	$\Delta\varphi$	v_0, км/с	K, км/с	e
HI	$0,^{p}380$	−18,6	27,9	0
He^1 I	0,375	−17,0	9,0	0
He^3 I	0,396	−10,4	15,6	0
Ионы	0,376	−16,7	19,2	0
He II 4686 (*N*)	0,400	−18,0	27,4	0
[OIII] 4363	0,335	−22,8	24,1	0
[NeIII] 3868	0,334	−17,2	24,9	0
He II 4686 (*B*)	0,503	−20,7	31,8	0

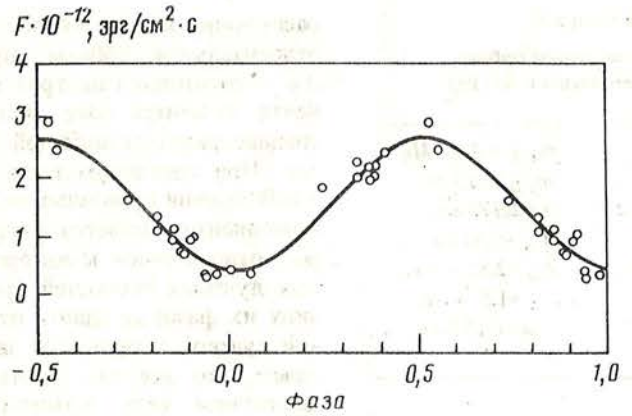


Рис. 13. Изменение суммарного потока излучения от линий металлов MII с фазой орбитального движения

Соотношение этих частей зависит только от наклона орбиты. Из наших наблюдений получается, что отношения максимального и минимального значений кривой ~6–7, что соответствует углу наклона орбиты ~70° без учета потемнения к краю диска и в предположении, что звезда сферическая. Это соотношение согласуется с результатом Боярчука [11].

Очень существен еще вопрос, относящийся к объяснению моделью данных лучевых скоростей линии Металлов II. При представлении данных мы предположили, что скорость не меняется по причине орбитального движения, что согласуется с большей частью наблюдений других авторов [6, 7, 10]. Если радиус М звезды составляет примерно $100R_{\odot}$, величина, нормальная для звезды III, II классов светимости, при наклоне орбиты ~70° получается, что область, излучающая линии Металлов II, в пространстве находится очень близко к центру масс системы, с чем согласуется и среднее значение лучевых скоростей этих линий −18,1 км/с. Лучевая скорость также не менялась бы в течение орбитального периода, если существует синхронизация между орбитальным движением и осевым вращением М звезды. Используя принятые нами величины $P = 820^d$ и $R_{\text{МЗ}} = 100R_{\odot}$, получаем скорость осевого вращения $v \sin i = 6{,}2$ км/с – величина, приемлемая для гигантов класса М. Таким образом, мы считаем, что принятая нами модель объясняет данные о лучевых скоростях, поскольку трудно утверждать, что точки на рис. 9, сильно отличающиеся от среднего значения, обусловлены орбитальным движением или осевым вращением М звезды. Что касается более точного определения радиуса М звезды, то это нельзя сделать с помощью таких рассуждений из данных о лучевых скоростях линий Металлов II, так как не позволяет точность измерения.

Здесь необходимо отметить еще следующее. При рассмотрении вопроса об искажении кривой лучевой скорости М звезды осевым вращением мы заключили, что М-спектр излучается всем видимым диском звезды. Получается, что одной и той же частью диска одновременно излучаются как спектр типа М, так и эмиссионные линии Металлов II. Спектр поглощения типа М излучается атмосферой звезды, а эмиссионные линии металлов возбуждаются в верхних слоях атмосферы звезды, т.е. в ее хромосфере. Ипатов и Юдин [18] показали, что излучение горячего компонента вполне достаточно для заметного нагрева верхних слоев атмосферы М звезды. Газ в этих слоях поглощает бо́льшую часть энергии излучения, которое попадает на М звезду, в результате чего возбуждаются эмиссионные линии. Некоторая часть энергии, однако, достигает фотосферы, нагревает ее, и М-спектр соответственной части видимого диска становится более ранним.

В табл. 8 приводятся полученные нами элементы спектроскопических орбит обоих компонентов системы AG Peg при помощи периода 820^d. В этой таблице A означает

Таблица 8

Полученные элементы орбиты для обоих компонентов AG Peg

$P = 820^d$	$m_{1A} \approx 4{,}3\ M_\odot$
$e = 0$	$m_{1B} \approx 0{,}7\ M_\odot$
$v_0 = -18{,}4 \pm 0{,}7$ км/с	$A = 2{,}932$ а.е.
$K_A = 5{,}2 \pm 0{,}3$ км/с	$A_A = 0{,}412$ а.е.
$K_B = 31{,}8 \pm 1{,}2$ км/с	$A_B = 2{,}520$ а.е.
$i \sim 70°$	$r_A = 1{,}576$ а.е.
	$r_B = 0{,}652$ а.е.

расстояние между компонентами (радиус относительной орбиты спутника), A_A и A_B — расстояния центров каждого компонента до центра масс системы, r_A и r_B — средние радиусы полостей Роша компонентов. При сделанном нами предположении о наблюдении орбитального движения обоих компонентов остается открытым еще вопрос, относящийся к интерпретации остальных лучевых скоростей (рис. 14). Имея в виду их фазовые сдвиги относительно кривой лучевой скорости М звезды, мы допускаем, что все эти кривые обусловлены движением газа, который движется к наблюдателю в фазах 0,10–0,15. Этим допущением объясняется наблюдаемое самопоглощение в водородных и гелиевых линиях, а также тот факт, что лучевые скорости запрещенных линий меняются в принципе таким же образом, как и скорости остальных линий. Скорость в направлении движения газа, вероятнее всего, меняется, как это показывают амплитуды кривых лучевых скоростей. Возможность определить его местонахождение в системе нам может дать характер изменения интенсивностей спектральных линий с орбитальным периодом.

Авторы выражают глубокую благодарность акад. А.А. Боярчуку за постановку задачи и руководство этой работой.

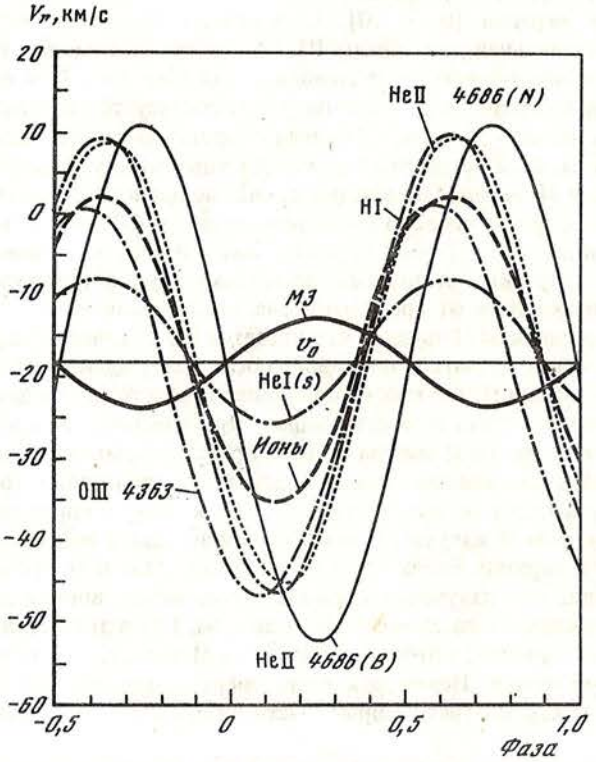


Рис. 14. Общая картина изменения лучевых скоростей с периодом орбитального движения 820^d

Авторы также выражают благодарность проф. Б.Ж. Ковачеву секции "Астрономия" Болгарской АН за хорошую возможность получения наблюдательного материала и его обработки с целью вычисления лучевых скоростей в Национальной астрономической обсерватории "Рожен".

Выражаем благодарность Ю.В. Глаголевскому и его сотрудникам из группы магнитно-пекулярных звезд САО за получение наблюдательного материала на БТА.

Считаем своим долгом выразить благодарность А.Г. Щербакову за консультацию и полезные советы по измерению широкого компонента линии HeIIλ4686, а также В.П. Маланушенко за составление программы для построения контура этой линии.

Авторы признательны П.Н. Тодоровой (Национальная обсерватория "Рожен" Болгарской АН) за помощь в работе с программой для расчета спектроскопической орбиты.

Декабрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lundmark K.* // Astron. Nachr. 1921. Bd. 213. S. 94–96.
2. *Fernie J.D.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1985. Vol. 97. P. 653–656.
3. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1986. Т. 75. С. 136–142.
4. *Fleming W.P.* // Astrophys. J. 1894. Vol. 13. P. 502–507.
5. *Merrill P.W.* // Astrophys. J. 1929. Vol. 69. P. 330–378.
6. *Merrill P.W.* // Astrophys. J. 1932. Vol. 75. P. 413–422.
7. *Merrill P.W.* // Astrophys. J. 1942. Vol. 95. P. 386–402.
8. *Merrill P.W.* // Astrophys. J. 1951. Vol. 113. P. 605–623.
9. *Merrill P.W.* // Astrophys. J. 1951. Vol. 114. P. 338–343.
10. *Merrill P.W.* // Astrophys. J. 1959. Vol. 129. P. 44–49.
11. *Боярчук А.А.* // Астрон. журн. 1966. Т. 43. С. 976–989.
12. *Боярчук А.А.* // Астрон. журн. 1967. Т. 44. С. 12–21.
13. *Cowley A., Stencel P.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 184. P. 687–692.
14. *Hutchings J.D., Cowley A.P., Redman R.O.* // Astrophys. J. 1975. Vol. 201. P. 404–412.
15. *Beek H.G.* // Jenaer Rdsch. 1976. N 3/4. S. 129–142.
16. *Аеланов А.А., Черепащук А.М.* // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 290–301.
17. *Powell M.J.* // D. Computer J. 1964. Vol. 7. P. 155–163.
18. *Ипатов А.П., Юдин Б.Ф.* // Письма в Астрон. журн. 1986. Т. 12. С. 936–941.
19. *Kenyon S.J., Gallagher J.S.* // Astron. J. 1983. Vol. 88. P. 666–673.
20. *Gallagher J.S., Holm A.V., Anderson C.M., Webbing R.F.* // Astrophys. J. 1979. Vol. 229. P. 994–1000.
21. *Боярчук М.Е.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1969. Т. 39. С. 114–123.
22. *Davis D.A.* // Astrophys. J. 1947. Vol. 106. P. 28–75.
23. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 84. С. 49–57.
24. *Slovak M.H., Lambert D.L.* // The symbiotic phenomenon: IAU Coll. N 103 / Ed. J. Mikolajewska et al., Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1988. P. 265–267.
25. *Garsia A.M., Kenynon S.J.* // The symbiotic phenomenon: IAU Coll. N 103. / Ed. J. Mikolajewska et al., Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1988. P. 27–32.
26. *Боярчук А.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1970. Т. 41/42. С. 264–274.
27. *Hutchings J.B., Redman R.O.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1972. Vol. 84. P. 240–247.
28. *Ильмас М.Э.* // Наблюдения и интерпретация звездных спектров. Душанбе, 1987. С. 81–87.
29. *Маланушенко В.П., Щербаков А.Г., Шутеев В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1985. Т. 72. С. 226–231.
30. *Hilther W.A., Williams R.C.* // Photometric atlas of stellar spectra. 1946.
31. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1965. Т. 33. С. 226–237.
32. *Белякина Т.С.* // Астрон журн. 1968. Т. 45. С. 139–140.
33. *Белякина Т.С.* // Астрофизика. 1970. Т. 6. С. 49–64.
34. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1974. Т. 50. С. 103–105.
35. *Burchi R.* // IBVS. 1980. N 1813.
36. *Fernie J.D.* // Publ. Astron Soc. Pacific. 1972. Vol. 84. P. 528.
37. *Luthardt R.* // IBVS. 1984. N 2495.
38. *Meinunger L.* // Mitt. Veränderl. Sterne. 1983. Bd.. 9. S. 92–97.

УДК 524.333.3 + 524.3-54

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПЕРИОДЫ В СИСТЕМЕ AG Peg

Т.С. Белякина, В.В. Прокофьева

Методами Диминга и Лафлера–Кинмана проведен частотный анализ V и B фотометрических наблюдений AG Peg по 279 в каждом ряду, полученных в Крыму в 1962–1967 и 1980–1989 гг. В результате уверенно определены величина фотометрического периода и световое уравнение MIN = = JD $2438198^d + 812^d E$.

Вычитание средних кривых блеска с 812-дневным периодом из наблюдений и частотный анализ вновь образованного массива данных позволили найти два периода, равные $265^d \pm 5^d$ и $227^d \pm 5^d$. Первый из них присутствует преимущественно в I - и R-полосах, а второй – в V- и B-полосах. Сделано предположение, что найденные периоды являются периодами осевого вращения холодного и горячего компонентов соответственно.

Асинхронность вращения компонентов рассматриваемой двойной системы вызывает смещение терминатора по фотосфере холодного гиганта со скоростью 12–6 км/с. Эта скорость близка по величине к звуковой скорости, что дает основание для рассмотрения радиационно-механического синхронизма как возможного источника нерадиальных пульсаций в атмосфере гиганта. На невысоком уровне значимости найдены также два периода нерадиальных колебаний $10,^d7$ и $9,^d9$, существовавших на интервале 1100 дней.

PHOTOMETRICAL PERIODS OF THE AG Peg SYSTEM, *by T.S. Belyakina, V.V. Prokofieva.* The frequency analysis of the V and B photometrical observations of AG Peg (279 in each observational run) obtained at the Crimean Astrophysical Observatory in 1962–1967 and 1980–1989 was carried out by using Deeming and Lafler–Kinmann technique. As a result the values of photometrical period and light equation MIN-JD$2438198^d + 812^d$E have been determined with high level of probability.

The subtraction of mean light curves with 812 day period from the observational data and the frequency analysis of the thus formed data file allowed to find two periods, equal to 265±5 and 227±5 days. The first is present primarily in I and R bands, the latter – in V and B bands. It is supposed than the found periods are in fact the periods of axial rotation of the cool and hot components respectively.

The asynchronous rotation of the components in the binary system under investigation is responsible for the terminator motion along the cool giant photosphere with 12÷6 km/s velocity. This value is close to that of the sound, thus providing a possibility to consider the radiation–mechanical synchronism as a source of non–radial pulsations in the giant envelope. In the time interval of 1100 days two periods of non–radial pulsations $10,^d7$ and $9,^d9$ have been found.

AG Peg является одной из наиболее известных переменных звезд. Долгое время ее относили к группе симбиотических, но в последнем, четвертом издании Общего каталога переменных звезд [1] AGPeg включена в группу Новых с особо медленным развитием (NC).

Переменная достаточно ярка; в V-полосе ярче 9^m, что позволило выполнять многочисленные разнообразные исследования в течение нескольких десятков лет. В результате установлено, что AG Peg является двойной, компоненты которой – холодный гигант M2-3III, горячий, классифицируемый как звезда Вольф–Райе, и газовая составляющая. Орбитальный период, согласно кривой лучевых скоростей, близок к 800 дням. Угол наклона орбиты к лучу зрения меньше 90°. Для краткости мы не приводим здесь список литературы, отсылая интересующихся к обзорам Боярчука [2] и Кеньона [3].

Фотометрическое поведение AG Peg прослежено на протяжении почти 170 лет. Известно, что около 1855 г. блеск ее возрос на 3^m и затем после 1870 г. начал медленно ослабевать. Этот процесс продолжается и в настоящее время [4–6]. Начиная с 1930-х годов на фоне общего падения блеска появились волнообразные колебания с амплитудой несколько десятых звездной величины и характерным временем около 800 дней. Они хорошо видны на фотографической кривой блеска, охватывающей период с 1928 по 1981 г. [4]. В настоящее время установлено, что 800-дневные колебания связаны с орбитальным движением компонентов системы. Обусловлены они тем, что полусфера холодного компонента, обращенная к горячему, имеет более высокие температуру и светимость по сравнению с противоположной [2].

Наблюдения показывают, что скорость общего падения блеска AG Peg и амплитуды

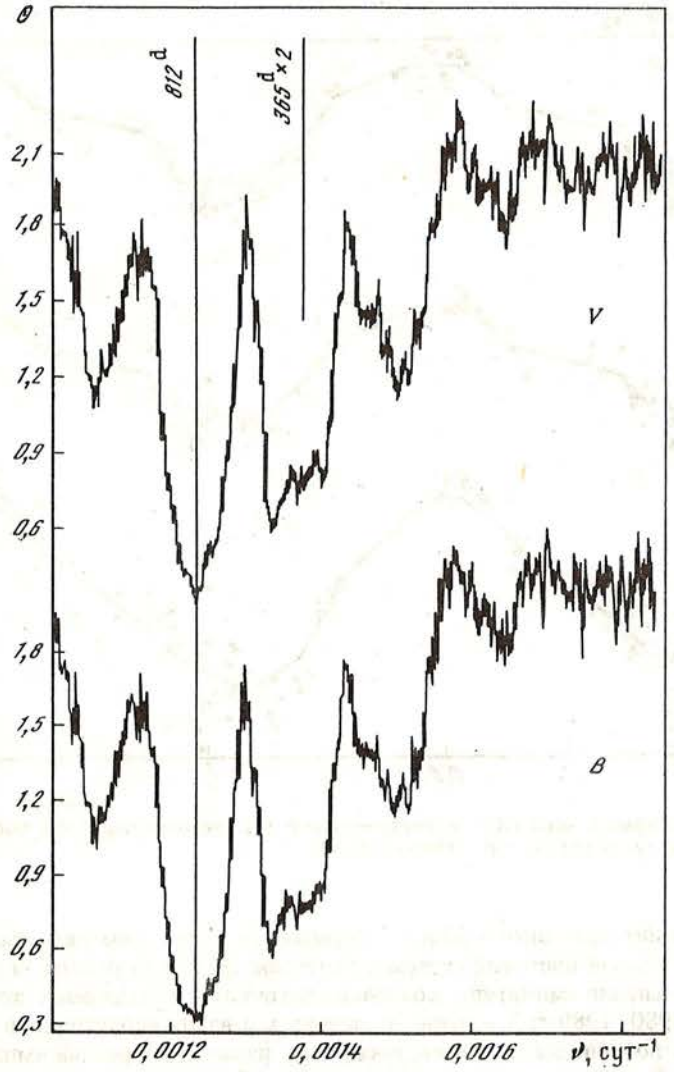


Рис. 1. Периодограммы в интервале частот, соответствующих периодам от 550 до 1000 дней, полученные методом Лафлера–Кинмана, для *V*- и *B*-величин AG Peg

колебаний зависят от длины волны полосы пропускания. В коротковолновой области они больше по сравнению с длинноволновой. Со временем во всех полосах пропускания амплитуды колебаний возрастают [5, 6]. Несложные вычисления показывают, что этот эффект обусловлен общим падением блеска AG Peg.

Неоднократно делались попытки определить величину периода наблюдаемых колебаний блеска. В результате были получены величины, находящиеся в пределах от 733 до 827 дней [4, 7–9]. Наиболее основательные определения сделаны Ферни [8] и Лутардтом [9], получившими величины периода $816,^{d}5$ и 813^{d} соответственно. Однако у обоих авторов были разнородные фотометрические ряды, содержащие у Ферни 89 наблюдений, а у Лутардта 165.

Мы решили также провести частотный анализ, основываясь только на собственных *UBV*- и *UBVRI*-наблюдениях, выполненных в Крыму в 1962–1967 и в 1980–1989 гг. [6, 10]. Первый ряд состоит из 89 наблюдений, а второй – из 190. Таким образом,

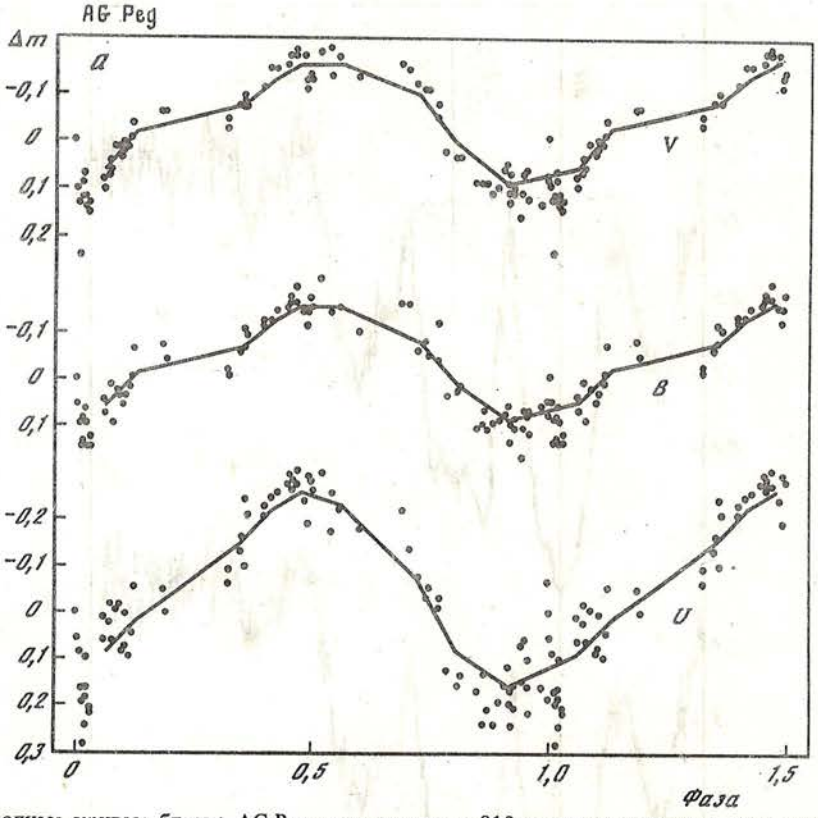


Рис. 2. Сводные кривые блеска AG Peg, построенные с 812-дневным периодом после учета тренда *а* – наблюдения 1962–1967 гг.; *б* – 1980–1989 гг.

они охватывают интервал около 30 лет с перерывом 13 лет. Оба ряда были сведены по возможности к единой цветовой системе. Уточнены *UBVRI*-величины звезд сравнения [6]. Однако изменение амплитуды колебаний затрудняет объединение этих двух рядов (1962–1967 и 1980–1989 гг.) в один. За основу мы взяли наблюдения в *V*-полосе, где деформация кривой блеска невелика, поскольку изменение средней амплитуды около $0,^m1$. Величины *B* показали несколько бо́льший эффект изменения амплитуды, а *U* – сильные отличия.

Полученные два *V* и *B* ряда были проанализированы методами Диминга и Лафлера–Кинмана. Тренды, обусловленные общим падением блеска, были убраны полиномом третьей степени.

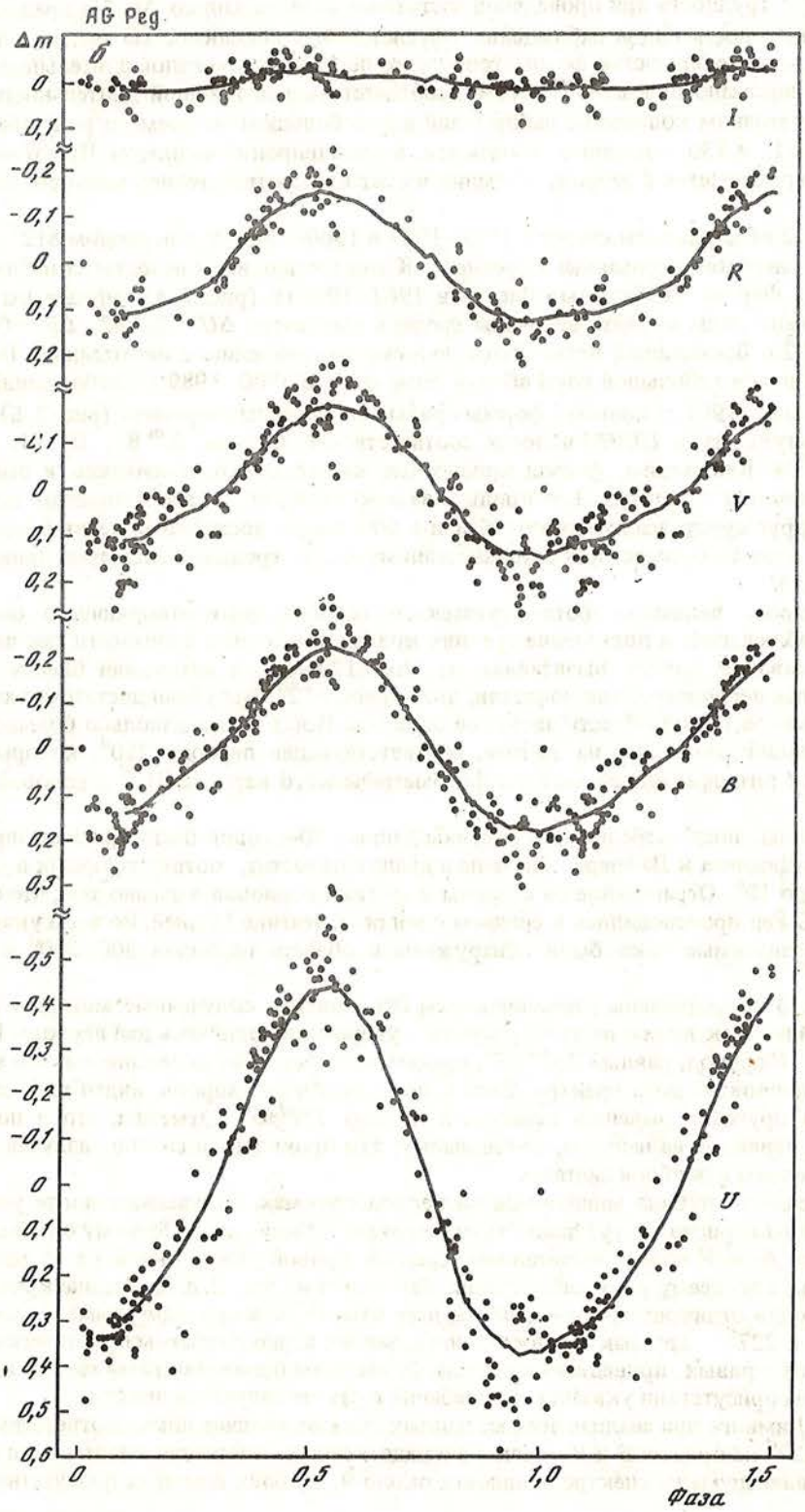
На рис. 1 представлены фрагменты периодограмм, демонстрирующие присутствие периода $P = 812^d \pm 2^d$ в рядах *V*- и *B*-наблюдений. Этот период по величине практически совпадает с определением Лутардта [9].

Моменты максимумов и минимумов кривой блеска AG Peg определены нами как

$$\min = \mathrm{JD}\ 2438198^d\ (\pm 2) + 812^d E,$$

$$\max = \mathrm{JD}\ 2438652^d\ (\pm 2) + 812^d E.$$

На основе этих элементов нами были проанализированы ряды фотографических наблюдений AG Peg, начало которых относится к 1928 г. Оценка моментов наиболее четких максимумов и минимумов кривой блеска была сделана по графику, приведенному в [4]. Моменты максимумов хорошо удовлетворяют найденным нами элементам, минимумы – несколько хуже.


AG Peg
Δm
б
I
R
V
B
U
Фаза

Большую трудность при проведении частотного анализа данных AG Peg представляет сильная скважность рядов наблюдения, обусловленная невидимостью звезды в течение полугода, а также близостью фотометрического периода к удвоенной длительности года. На рис. 1 показано положение частоты, соответствующей двойной длительности года. При недостаточном количестве наблюдений или небольшом по времени ряде оба минимума – и 812 и 730 – дневные, сливаются в один широкий минимум. При этом центр тяжести перемещается в сторону больших частот или соответственно меньших значений периода.

На рис. 2 представлены свертки 1962–1967 и 1980–1989 гг. с периодом 812^d. Линия проведена методом скользящего среднего. К сожалению, из-за недостатка наблюдений (всего 89) формы *UBV*-кривых блеска в 1962–1967 гг. (рис. 2, *а*) определены неуверенно. Можно лишь оценить величины средних амплитуд: $\Delta U \sim 0,^m 42$, $\Delta B \sim 0,^m 25$, $\Delta V \sim 0,^m 26$. Восходящая ветвь более пологая по сравнению с нисходящей. На B- и *V*-кривых виден небольшой горб вблизи фазы 0,15. В 1980–1989 гг. наблюдений было вдвое больше (190), и поэтому формы кривых определены увереннее (рис. 2, б). Средние амплитуды их в *UBVRI*-полосах соответственно таковы: $0,^m 81$; $0,^m 41$; $0,^m 33$; $0,^m 29$; $0,^m 04$. Как видим, формы кривых блеска несколько изменились, в основном из-за увеличения амплитуд. Все кривые, за исключением *I*, где изменения невелики, подобны друг другу, асимметричны. Как и в 60-х годах восходящая ветвь более пологая. Если фаза 0 соответствует середине минимума, то середина максимума приходится на фазу 0,56.

Определение величины фотометрического периода, удовлетворяющего большим рядам наблюдений, и построение средних кривых позволили произвести так называемое отбеливание данных вычитанием из них 812-дневных изменений блеска. Вновь построенные периодограммы показали, что период 812^d был убран достаточно хорошо, никаких пиков в этой области частот не осталось. Исчез также довольно большой присутствовавший ранее пик на частоте, соответствующей периоду 250^d, который был обусловлен интерференцией частоты фотометрического периода 812^d и годовой частоты.

Полученные после отбеливания массивы данных 80-х годов были проанализированы методами Диминга и Лафлера–Кинмана в диапазоне частот, соответствующих периодам от 1000^d до 10^d. Ограничение со стороны коротких периодов вызвано тем, что оценки блеска AG Peg производились в среднем один раз в течение 10 дней. Во всем указанном диапазоне значимые пики были обнаружены в области периодов $300–200^d$ и около 10^d.

На рис. 3 представлены периодограммы *IBVR*-рядов, полученные методом Лафлера–Кинмана. Как видим на этом рисунке, - уверенно проявились два периода. В полосах *IR* и *V*-период, равный $265^d \pm 5^d$, причем в полосе *V* он менее значим, чем в более длинноволновой области спектра. Зато в полосах *V* и *B* хорошо виден пик, соответствующий другому значению периода, а именно $227^d \pm 5^d$. Отметим, что в полосе *U* значимых периодов не найдено, по-видимому, там проявляется сильное излучение газа, существующего в двойной системе.

Положение и глубина минимумов на периодограммах, полученных после удаления 812-дневного периода, могут зависеть от операции отбеливания. Поэтому она была повторена для *B*- и *V*-полос вычитанием средней кривой, построенной не по массивам 80-х годов, а по всему ряду наблюдений. Как видно из рис. 2, *а, б,* средние кривые для этих периодов отличаются, что могло бы дать изменение в периодограммах, если периоды 265^d и 227^d – артефакты. Построенные заново периодограммы практически не отличались от кривых, приведенных на рис. 3. На этом основании нами сделан вывод о возможном присутствии указанных колебаний в самом излучении звезды.

Метод Диминга при анализе этих же данных показал наличие пика, соответствующего периоду 227^d на кривых *B* и *V*, причем в каждом случае отношение высоты пика к среднему уровню шума на спектре мощности около 9. В обоих спектрах присутствуют пи-

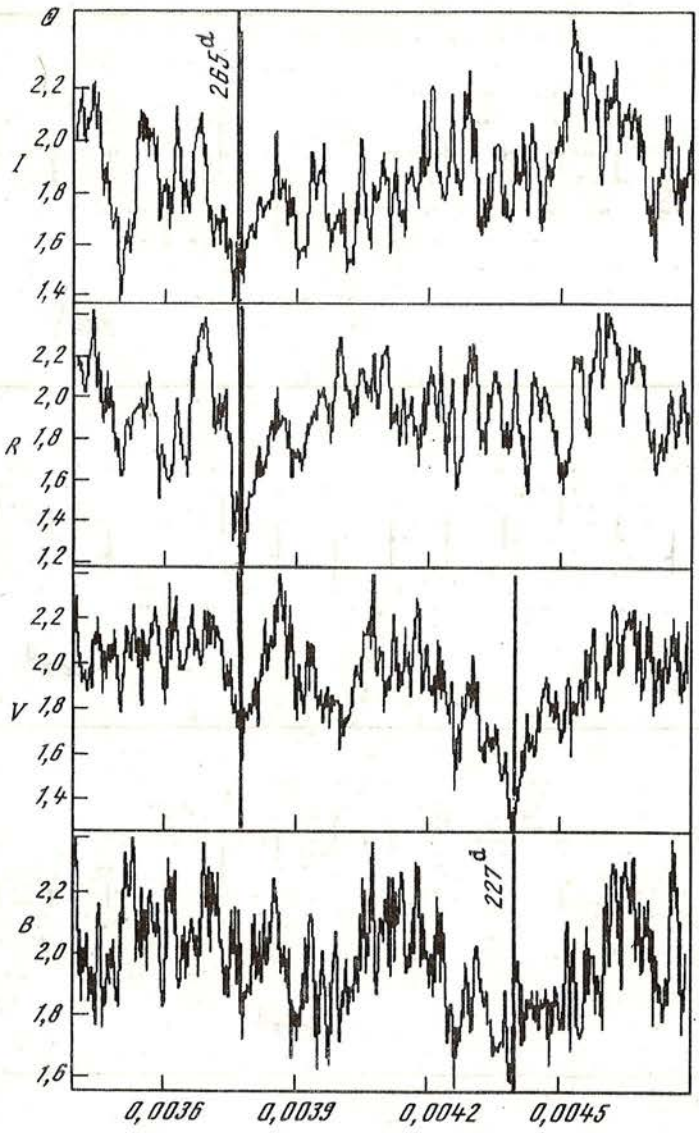


Рис. 3. Периодограммы в интервале частот, соответствующих периодам от 208 до 295 дней, построенные методом Лафлера–Кинмана при анализе *IRVB*-массивов, образованных из наблюдений 1980–1989 гг. AG Peg после учета тренда и 812-дневного периода

ки, соответствующие сумме частот этих колебаний и частоты 2-летнего периода, что подтверждает реальность 227-дневного периода. На малом уровне значимости присутствие этого периода прослеживается и на спектрах мощности, полученных по *I*- и *R*-наблюдениям. Анализ последних, представляющих ряды всего из 111 наблюдений, не позволил разделить частоты, соответствующие периодам 265^d и 227^d.

Средние кривые блеска, построенные с периодами 265^d и 227^d для спектральных полос *IR* и *VB*, приведены на рис. 4. Точками показаны отдельные наблюдения, а точками с черточками – средний блеск в интервале фаз 0,1. Величина черточек соответствует средней квадратичной ошибке. Кривые показывают, что амплитуды колебаний невелики и соответствуют $0,^m03 \pm 0,^m015$; $0,^m05 \pm 0,^m02$; $0,^m06 \pm 0,^m062$; $0,^m05 \pm$

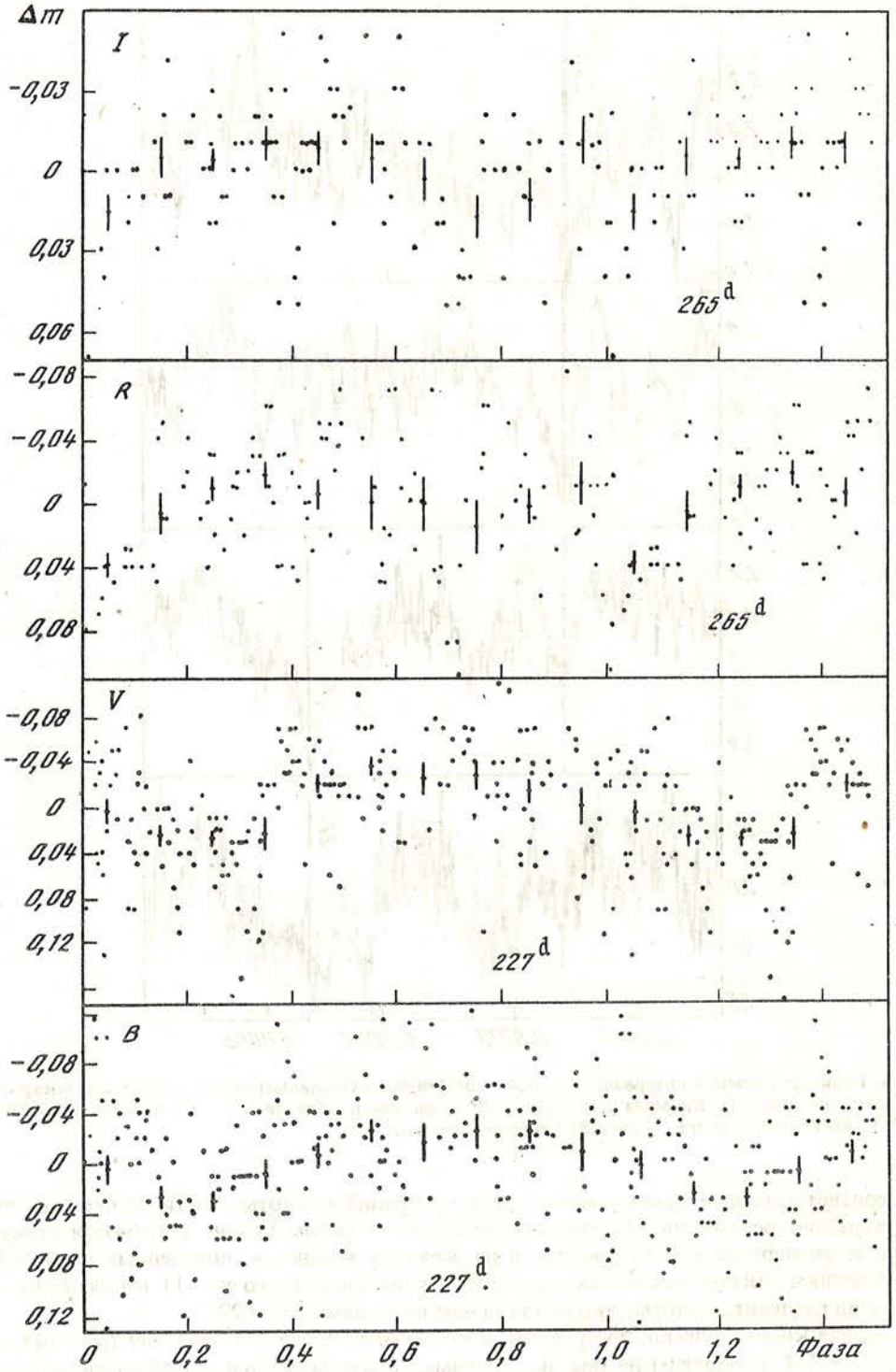


Рис. 4. Сводные I, R-кривые блеска с периодом 265 дней и V, B – с периодом 227 дней, построенные по наблюдениям AG Peg 1980–1989 гг. после учета тренда и 812-дневного периода

$\pm 0,^m 02$ в полосах I, R, V и B соответственно, причем они превышают среднюю квадратичную ошибку определения амплитуды всего в 2–3 раза. Отметим, что кривая блеска, построенная с $P=265^d$, имеет не синусоидальную форму. Таким образом, значимость обнаружения периода в каждой из спектральных полос невелика, но совпадение частот, а также фаз колебаний блеска звезды, найденных по разным полосам, позволяет сделать заключение о реальности обнаруженных периодов.

Наличие периодов 265^d и 227^d, один из которых зарегистрирован в длинноволновой области спектра, а другой – в коротковолновой, позволяет предположить, что первый из них обусловлен колебаниями блеска красного компонента, а второй – горячей звезды. Красный гигант, согласно ряду публикаций, имеет радиус в пределах от 50 до 100 $R_\odot$ и массу порядка 2–4 $M_\odot$ [2, 11]. Тогда его средняя плотность оценивается в пределах от $6 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-6}$ г/см^3. Согласно известному соотношению $Q = \Pi(\bar{\rho}/\rho_\odot)^{1/2}$, при типичном значении Q = 0,04 [12] оцениваем возможный период радиальных пульсаций красного гиганта как 10–30 сут. Это значение на порядок отличается от найденного нами значения периода. Следовательно, оно не может быть периодом пульсаций красного гиганта. Остается предположить, что колебания блеска красного компонента с периодом 265^d отражают каким-то образом его осевое вращение.

Аналогичные рассуждения показывают, что горячий компонент не может пульсировать с периодом 227^d и что наиболее вероятной причиной наличия такого периода в изменениях его блеска является его осевое вращение. Напомним, что система AG Peg, по наблюдениям Бебкока, в некоторых случаях давала значение магнитного поля до 1000 Гс [13]. В то же время более поздние наблюдения дали существенно меньшее поле [14, 15]. Анализ магнитных измерений, проведенный на основе фотометрического периода 812^d, показал, что сильное поле было зарегистрировано в интервале фаз от 0,1 до 0,25. Все остальные измерения магнитного поля приходятся на фазы 0,5–0,65 и 0,84. Если сильное магнитное поле действительно существует, то можно предположить, что оно создает условия для возможности фотометрической регистрации вращения горячего компонента системы.

Красный гигант, входящий в систему AG Peg, имеет спектральный класс и светимость M2-3III, которому соответствует эффективная температура 3570 К [11]. На диаграмме светимость –эффективная температура гигант расположен немного ниже по сравнению с красным компонентом системы CI Cyg [16], и оба они попадают в ту область диаграммы, где, как было показано в [17], возможны нерадиальные пульсации.

Поиск их проводился по IRV-наблюдениям, полученным в интервале JD 2446230^d – 2447143^d, где плотность рядов оказалась наибольшей. Число точек в каждом из рядов 82. Анализ проводился как методом Диминга (рис. 5), так и методом Лафлера–Кинмана. Последний показал присутствие двух частот, положение которых и указано на рис. 5. Они соответствуют периодам $10,^d7$ и $9^d,9$. Уровень их значимости низок, не превышает значений $1-2\sigma$, и только повторяемость в разных полосах позволяет сделать предположение об их наличии. Свертки, сделанные с найденными периодами, дали амплитуды $\Delta m = 0^m,04 \div 0^m,05$ в полосах IRV. Эти амплитуды превосходят погрешность их определения всего в 1,5 раза. Отметим, что фазы кривых, полученных в разных полосах, хорошо согласуются между собой.

Подводя итоги частотному анализу фотоэлектрических наблюдений AG Peg, выполненных в КрАО, подчеркнем, что определено точное значение фотометрического периода, равное 812^d, и показано, что основные ошибки в более ранних его определениях связаны с выборкой анализируемых данных. Лишь достаточно длинные по времени ряды позволили четко отстроиться от влияния частоты, обусловленной скважностью наблюдений звезды.

Высокая точность фотоэлектрических рядов наблюдений, большое количество данных позволили построить среднюю кривую блеска с периодом 812^d и произвести более тонкий анализ колебаний блеска звезды относительно этой кривой. Были обнаружены периоды 265^d и 227^d, интерпретированные нами как периоды вращения красного и

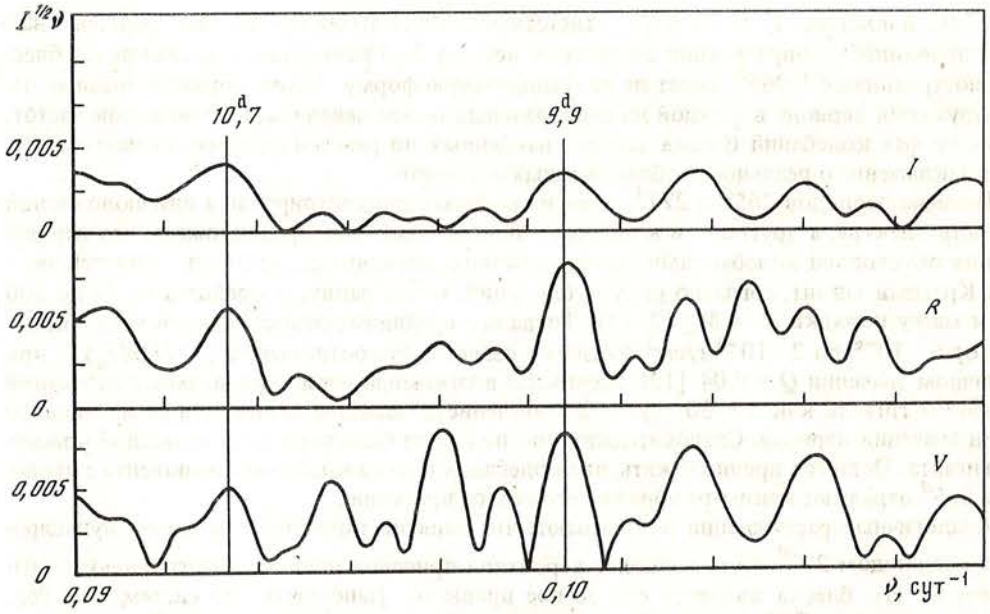


Рис. 5. Амплитудные спектры в области периодов $\sim 10^d$, полученные методом Диминга по массивам I, R, V после вычитания из них средних кривых с $P_{ph} = 812^d$, а также с $P_g = 265^d$ (IR) и $p_0 = 227^d$ (V)

Отмечены два периода нерадиальных колебаний $10^d,7$ и $9^d,9$

голубого компонентов вокруг их осей. Дальнейшее отбеливание массивов от их влияния позволило зарегистрировать на протяжении 1100 дней наличие двух периодов нерадиальных колебаний. Величина их хорошо согласуется с оценочной величиной периодов низких мод, полученной из соотношения период – средняя плотность звезды.

Обнаруженные нами периоды вращения компонент системы AG Peg значимо отличаются друг от друга. Отметим, что период 265^d составляет примерно 1/3 от фотометрического. Если фотометрический период полностью отражает орбитальное движение компонент двойной системы и вращение их прямое, то за один период орбитального движения красный компонент дважды оборачивается вокруг своей оси. Скорость перемещения линии терминатора по его фотосфере составляет 12–6 км/с в зависимости от принятого значения его радиуса, равного 100 $R_\odot$ или 50 $R_\odot$. Отметим, что скорость звука в фотосфере красного гиганта, составляющая примерно 9 км/с, лежит внутри полученных оценок скорости смещения линии терминатора. Напомним, что в системе AG Peg имеет место сильный подогрев излучением главного компонента обращенной к нему стороны вторичного [18], поэтому можно ожидать значительного перепада температур на терминаторе. Близость скорости перемещения терминатора и звуковой скорости может создать условие для возбуждения акустических колебаний в оболочке красного гиганта [19]. По-видимому, наличие радиационно-механического синхронизма следует рассматривать как один из источников возбуждения колебаний красного гиганта.

В заключение авторы благодарят Г.А. Козлову и Б.А. Бурнашеву за проведение расчетов на ЕС 1033, М.И. Клепикова за составление программы на IBM PC AT и В.П. Маланушенко за ценные замечания.

Декабрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Холопов П.Н., Самусь Н.Н., Дурлевич О.В., Казаровец Е.В., Киреева Н.Н., Цветкова Т.М.* // Общий каталог переменных звезд. М.: Наука, 1990. Т. 4. С. 219.
2. *Боярчук А.А.* // Итоги науки и техники. М.: ВИНИТИ, 1983. Т. 22. С. 83–111.
3. *Kenyon S.J.* The simbiotic stars. Cambridge: Univ. press, 1986. P. 223–227.
4. *Meinunger L.* // Mitt. Veränderl. Sterne. 1981. Bd. 9. S. 67–76.
5. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1986. Т. 75. С. 136–142.
6. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 84. С. 49–56.
7. *Slovak M.N.* // J. AAVSO. 1982. Vol. 11. P. 67–71.
8. *Fernie J.D.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1985. Vol. 97. P. 653–656.
9. *Luthardt R.* The simbiotic phenomenon / Ed. J. Mikolajewska et al. Dordrecht (Netherländs): Kluwer Acad. Publ., 1988. P. 259–260.
10. *Белякина Т.С.* // Астрофизика. 1970. Т. 6. С. 49–64.
11. *Chochol D.* The symbiotic phenomenon / Ed. J. Mikolajewska et al. Dordrecht (Netherlands): Kluwer Acad. Publ., 1988. P. 251–255.
12. *Кокс Дж.П.* Теория звездных пульсаций. М.: Мир, 1983. 326 с.
13. *Bobcock H.W.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1958. Vol. 3, N 30. P. 141–210.
14. *Brown D.N., Zandstreet J.D.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 246. P. 899–904.
15. *Slovak M.H.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 262. P. 282–293.
16. *Белякина Т.С., Прокофьева В.В.* // Астрон. журн. 1991. Т. 68. С. 314–322.
17. *Unno W., Osaki Y., Ando H., Shibahashi H.* // Nonradial oscillations of stars. Tokyo: Univ. press, 1979. P. 322.
18. *Formiggini L., Leibowitz E.M.* // Astron. and Astrophys. 1990. Vol. 227. P. 121–129.
19. *Васильев В.П.* // Астрофизика. 1988. Т. 29, № 1. С 132–145.

УДК 524.35

ТРИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ПЕРИОДА V1500 Cyg В 1977 г.

Е.П. Павленко

Проведен статистический анализ телевизионной фотометрии магнитной Новой V1500 Cyg в 1977 г. Получено свидетельство кратковременного одновременного существования двух фотометрических периодов асинхронно вращающихся компонент, а также периода их биений. Это подтверждает наблюдениями модель Стокмана, Шмидта и Ламба эволюции Новой V1500 Cyg в первые годы после взрыва.

THREE PHOTOMETRICAL PERIODS OF V1500 Cyg IN 1977, *by E.P. Pavlenko*. The runs of TV-photometry of magnetic Nova V1500 Cyg are statistically reanalized for continuum light in 1977. The evidence of simultaneous short–term existence of two components being in spin/orbit asynchronism is obtained. This is the observational confirmation of the model proposed by Stockman, Schmidt and Lamb of Nova V1500 Cyg evolution in the first years after the outburst.

Введение

В течение нескольких последних лет стало известно, что Новая Лебедя 1975 г. (V1500 Cyg) является рентгеновской [1] и магнитной Новой [2]. На основании обнаруженной Шмидтом, Смитом и Элстоном [3] 3%-ной круговой поляризации и ее изменения с периодом на 4 мин короче фотометрического Шмидт и Стокман сделали предположение об асинхронном вращении компонент системы: первичная вращается с периодом $P_1 = 0^d,137$ (поляриметрический период), вторичная – с $P_2 = 0^d,140$ (фотометрический) [4].

Калужный и Глебовский показали, что эмиссионный спектр V1500 Cyg по наблюдениям в 1987 г. имеет узкую и широкую компоненты, типичные для звезд типа AM Her [5]. Это обстоятельство вместе с неравенством P_1 и P_2 и фотометрическими особенностями звезд подтвердило предположение Калужного и Семенюк [6], что V1500 Cyg представляет собой поляр или "почти поляр" [1].

Дополнительное подтверждение этому – обнаружение еще одного фотометрического периода – $P_3 \sim 8^d$ [7, 8], что совпадает по величине с периодом "биений" P_1 и P_2. Он

может быть вызван переменным разогревом вторичной компоненты первичной, происходящим из-за асинхронного вращения компонент.

Впечатляющими событиями в истории V1500 Cyg были резкие изменения фотометрического периода в первые 2 года после взрыва: уменьшение на 4% в 1975–1976 гг. и скачкообразное увеличение в 1977 г. После открытия асинхронизма Стокман и др. предположили, что изменение фотометрического периода в 1977 г. не являло собой увеличение орбитального периода, а было вызвано изменением условий видимости компонент двойной системы, которое произошло в течение непродолжительного времени, возможно совпавшего с пробелом в наблюдениях Новой (конец 1976 – середина 1977 г.). Согласно их гипотезе, до этого момента в видимой области спектра преобладало излучение горячего пятна на поверхности белого карлика, освещавшего расширяющуюся оболочку, а после сжатия его фотосферы – излучение нагретой вторичной компоненты. Следовательно, в начале 1977 г. уже мог ощущаться вклад вторичной, а в середине того же года еще могли сохраниться следы видимости горячего пятна первичной в общем излучении системы.

Данные телевизионных наблюдений V1500 Cyg в 1977 г. были получены в участке континуума с $\lambda_{эф} = 5600$ Å и $\Delta\lambda = 550$ Å [9], куда не попадали эмиссионные линии оболочки. Этим они выгодно отличались от других наблюдений в широкополосных системах и тем более в интегральном свете, где вклад линий существенно уменьшал амплитуду короткопериодических колебаний блеска. По этой причине имело смысл проверить гипотезу об одновременном существовании в середине 1977 г. двух близких фотометрических периодов: $P_1 = 0^d,140$ (период вращения вторичной компоненты, т.е. орбитальный период) и $P_2 = 0^d,137$ (период вращения белого карлика). В анализе наблюдений V1500 Cyg применялись 2 подхода: частотный анализ рядов телевизионных наблюдений в сентябре 1977 г. и анализ величин *O–C*-минимумов блеска Новой по данным нашим и Паттерсона [10].

1. Частотный анализ рядов телевизионных наблюдений V1500 Cyg

В частотном анализе были использованы 394 оценки блеска, полученные в течение 6 ночей с 12 по 21 сентября. Анализ проводился различными методами: Диминга, наименьших квадратов, Лафлера–Кинмана и Стеллингверфа [11]. На рис. 1 представлены амплитудные спектры, полученные методом Диминга в интервале 0–10 сут$^{-1}$. На рис. 1,*а* приведен спектр исходных данных, где представляют интерес три пика: один – в области низких частот, соответствующий $5–7^d$, и два соседних пика, соответствующие периодам $0^d,140$ и $0^d,137$, которые как раз близки по величине периодам вращения компонент V1500 Cyg. В спектре ярко выражены суточные гармоники данных частот. Период $0^d,140$ наблюдается фотометрически с 1977 г. по сей день. Происхождение соседнего пика на периодограмме может быть объяснено по крайней мере тремя причинами: 1) взаимодействием частоты и низкочастотного тренда около 5^d; 2) скважностью наблюдений, т.е. взаимодействием со спектральным окном; 3) реальным существованием этого периода. Рис. 1,*б* показывает, что двухкомпонентная структура пика сохраняется при вычитании низкочастотного тренда, поэтому происхождение $P=0^d,137$ не может быть следствием существования этого тренда.

К сожалению, длина нашего ряда наблюдений, равная 9 сут, сравнима с периодом P_3, и, следовательно, она должна создать расщепление пиков с разностью соответствующих частот $\Delta T^{-1} = 9^{-1}$ сут$^{-1}$. Если изменения блеска происходили только с периодом $P_2 = 0^d,140$, то по этой причине рядом с соответствующим пиком должен появиться пик, близкий к $P_1 = 0^d,137$. Если же существовало 2 периода, то положение второго пика в пределах точности должно совпасть с ложным. Чтобы лучше разобраться в данной ситуации, были построены амплитудные спектры двух моделей: в первой предполагалось, что колебания блеска происходят только с периодом $0^d,140$ (рис. 1,*в*), а во второй – с равнозначными по амплитуде периодами $0^d,140$ и $0^d,137$ (рис. 1,*г*). На обеих периодограммах присутствует расщепление, соответствующее длине ряда. Однако при сравне-

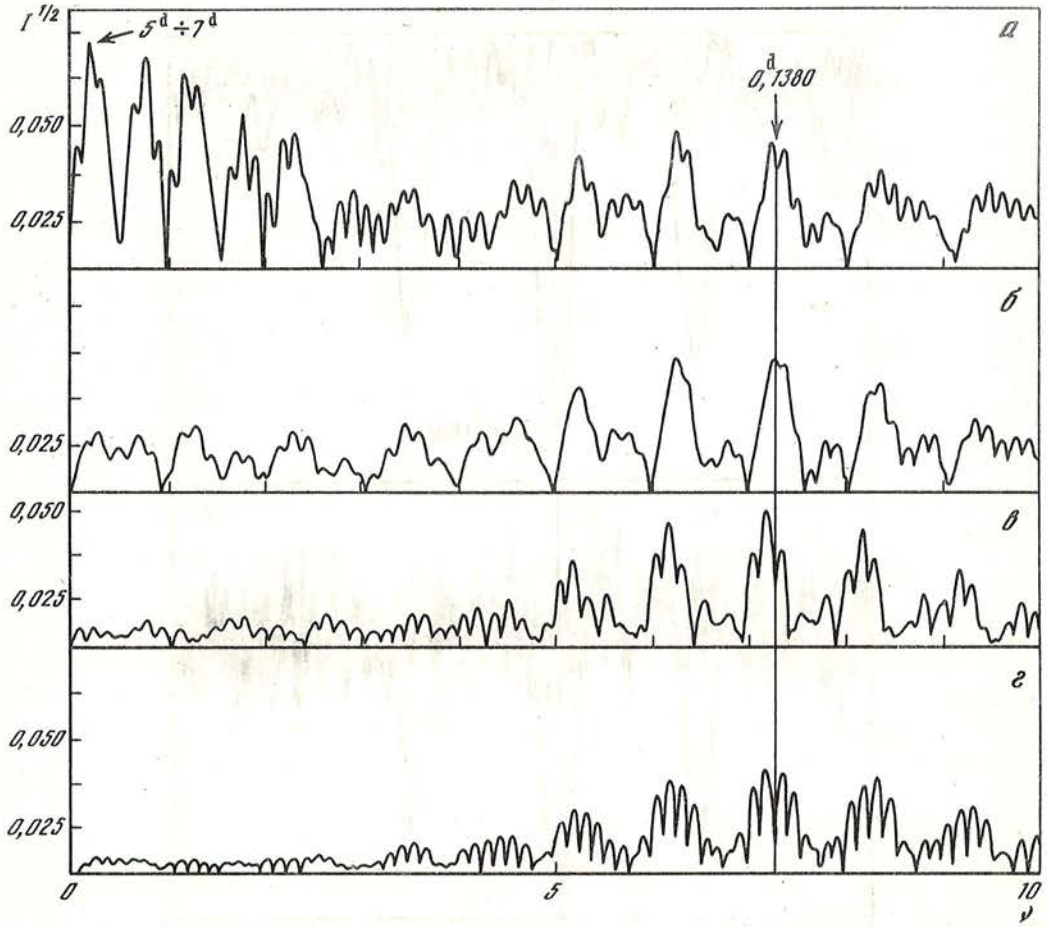


Рис. 1. Амплитудные спектры

а — исходных данных V 1500 Cyg; *б* — данных с убранным низкочастотным трендом; *в* — спектр функции $f(P_3) = 0{,}075 \cos(2\pi T_i/0,^d1396)$; *г* — спектр суммы функций $f(P_1) + f(P_2) - 0{,}75 [\cos(2\pi T_i/0,^d1396) + \cos(2\pi T_i/0,^d1375)]$

нии спектров двух моделей и реальных рядов видно, что наблюдения лучше всего согласуются со второй моделью — как по форме расщепления пиков, так и по совпадению их центров.

Для уточнения положения центра основного пика был проведен частотный анализ другими статистическими методами: наименьших квадратов, Лафлера–Кинмана и Стеллингверфа (рис. 2, *а–в*). Низкочастотный тренд из данных убран с помощью полинома 6-й степени. Все методы дают положение центра основного пика, соответствующее $0,^d1380 \pm 0,^d0002$. Следует отметить, что в данном случае большую статистическую значимость имеет положение именно центра, а не отдельных пиков расщепления. Величина периода, определенная по центру пика, является промежуточной между величинами фотометрического и поляриметрического периодов. Однако из-за близкого (плохо разрешимого) расположения истинных пиков, соответствующих указанным периодам и ложным, вызванным скважностью наблюдений, невозможно выделить величины двух близких периодов с достаточной точностью. Тем не менее при вычитании гармонического колебания с периодом $P_2 = 0,^d1396$ остается частота, соответствующая $0,^d1370 \pm 0,^d0{,}0002$, что в пределах точности, обеспечиваемой различными методами, совпадает с величиной поляриметрического периода $P_1 = 0,^d13715$ [2].

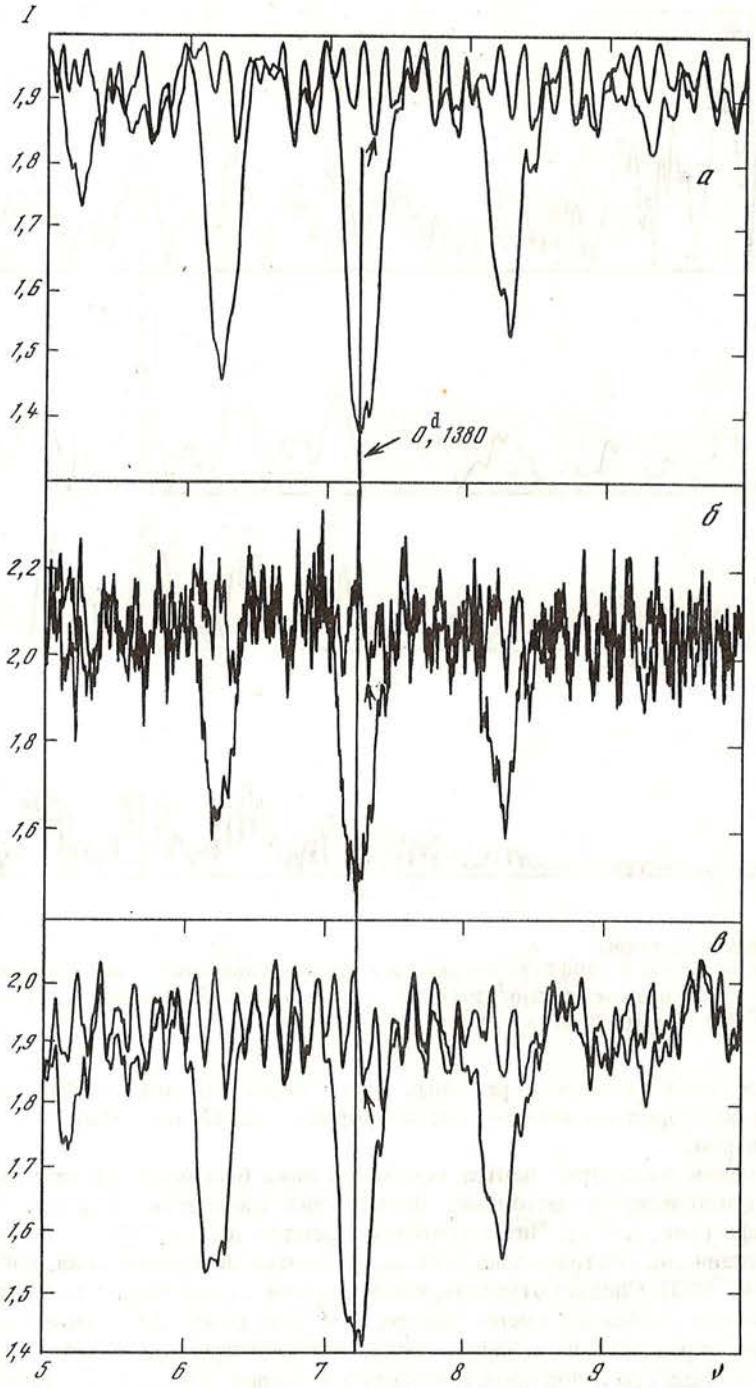


Рис. 2. Спектры мощности, полученные методами наименьших квадратов (*а*), Лафлера–Кинмана (*б*), Стеллингверфа (*в*)

Середина центрального пика соответствует $0^d,1380$. На каждом графике приведен результат вычитания из данных периода $P_2 = 0^d,1396$. Стрелочкой указан период, остающийся в результате вычитания, равный $0^d,137$

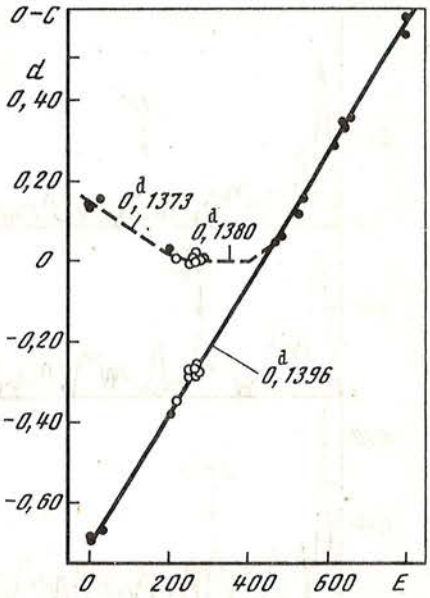


Рис. 3. Два варианта хода разностей $O–C$ (в сутках) в зависимости от номера цикла E для моментов минимумов, вычисленных по элементам $C = 2443369^d,660 + 0^d,1380\,E$

Кружки – наши данные; точки – Паттерсона. Так же как и у Паттерсона, существует неоднозначность в количестве циклов до $E = 400$

Рассматривая только свои данные экстремумов блеска V1500 Cyg, Паттерсон вначале не смог однозначно решить вопрос о поведении фотометрического периода в августе–декабре 1977 г. [10]. Расположение во времени его данных таково, что они одинаково хорошо представляли две возможности: 1) стабилизацию периода на величине $0^d,1396$; 2) постепенное его увеличение от $0^d,1389$ до $0^d,1396$. Позднее, в 1978 г., Паттерсон все же отдаст предпочтение версии постоянного периода [12]. Однако результат частотного анализа, проведенного выше, заставил нас еще раз пересмотреть этот вывод. Добавление наших данных минимумов не согласуется со вторым вариантом Паттерсона, но не противоречит как версии постоянного периода, так и возможности увеличения его от величины $0^d,1373$ (август) до $0^d,1380$ (сентябрь) и только в октябре стабилизации его на величине $0^d,1396$ (рис. 3). Последняя версия интересна тем, что она находится в согласии с данными частотного анализа. В этом случае ход $O–C$ следует истолковать как преобладание вклада первичной компоненты в излучении системы в августе (~90%), достижение сравнимого излучения первичной и вторичной в сентябре и преобладание вторичной в октябре 1977 г.

Представленная картина изменений P_1 и P_2 подтверждает гипотезу Стокмана, Шмидта и Ламба о сжатии фотосферы и прекращении уменьшения периода вращения первичной компоненты в 1977 г. и является наблюдательным подтверждением одновременного существования фотометрических периодов P_1 и P_2 в сентябре 1977 г.

2. Период биений P_3

Можно утверждать, что с появлением фотометрического периода $0^d,140$ стал регистрироваться и период биений, что на периодограмме рис. 1, *а* соответствует пику, равному $5–7^d$. Недостаточная длина ряда наблюдений дает скорее характерное время долгопериодических изменений блеска, чем точную величину периода P_3. Отметим также, что оценки характерного времени, выполненные по непрерывному 10-дневному ряду в 1978 г., и величины периода по совокупности данных 1981–1984 гг. (77 ночей) составляют соответственно $6^d,5$ и $7^d,7$ [13,8]. Это систематически меньше расчетной величины периода биений $P_{3\,(\text{рас})} = 7^d,9$, исходя из соотношения $P_1^{-1} - P_2^{-1} = P_{3\,(\text{рас})}^{-1}$, где $P_2 = 0^d,137154$ для 1987 г., $P_1 = 0^d,139613$ для 1977–1987 гг. [7].

3. Короткопериодические колебания блеска

Фликкеринг (быстрые колебания блеска) V1500 Cyg стал заметен еще в эпоху высокого уровня яркости системы. В частности, через год после взрыва Новой Кемп и др. [14] наблюдали фликкеринг переменной, в среднем небольшой амплитуды с характерными временами около 2 мин и более 10 мин в интегральном свете. Фликкеринг, не зависящий от фазы периода, с амплитудой и временной шкалой, типичными для катаклизмических переменных, отметил Паттерсон в 1978 г. также в интегральном све-

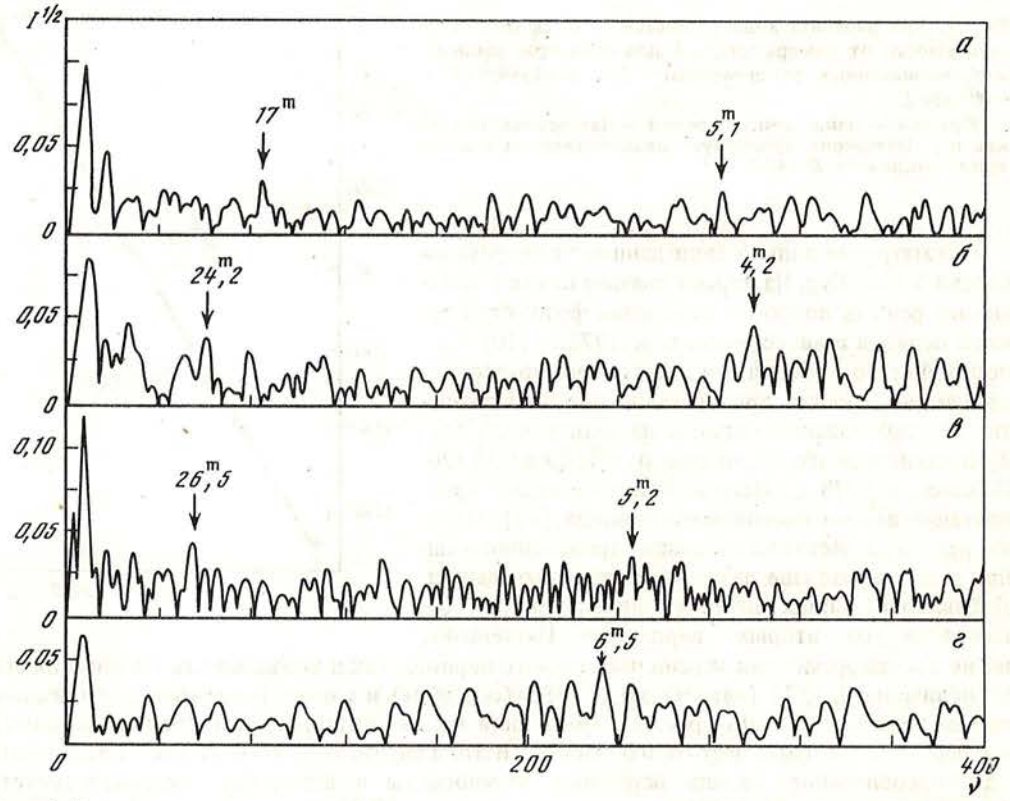


Рис. 4. Периодограммы, показывающие короткопериодические колебания блеска V 1500 Cyg в отдельные даты наблюдений

а : 18–19.09.77; *б*: 19–20.09.77; *в*: 20–21.09.77; *г*: 21–22.09.77

те [10]. Калужный и Глебовский наблюдали короткопериодический фликкеринг с амплитудой около $0^m,2$ по наблюдениям 1987 г. в полосе *B* с временным разрешением 4 мин [5].

На рис. 4 приведены амплитудные спектры V 1 500 Cyg, полученные для четырех из шести ночей наблюдений методом Диминга. Стрелочками указаны наиболее значимые пики, соответствующие колебаниям блеска вблизи 26 мин и 5 мин (с высокочастотной стороны спектры ограничены временным разрешением около 3 мин). Амплитуда фликкеринга в эти ночи была также переменна, достигая иногда $0^m,4$, причем она возрастала при уменьшении амплитуды 3,35-часовой кривой блеска. В остальные ночи быстрые колебания практически не наблюдались.

Большая амплитуда короткопериодических колебаний блеска, наблюдавшаяся нами, указывает на то, что источник его находится в континууме.

Заключение

Полученный результат анализа данных фотометрии V1500 Cyg, выполненной в континууме в сентябре 1977 г., показывает две возможности: 1) стабильное поведение периода изменения блеска Новой с августа по сей день, равного $0^d,140$; 2) преобладание периода $0^d,137$ до сентября, одновременное существование периодов $0^d,137$ и $0^d,140$ в сентябре и преобладание периода $0^d,140$ уже с октября 1977 г. Последняя возможность, исходя из совокупного анализа как кривых блеска в сентябре, так и известных моментов в сентябре–декабре, кажется более вероятной. Если это так, то в сентябре

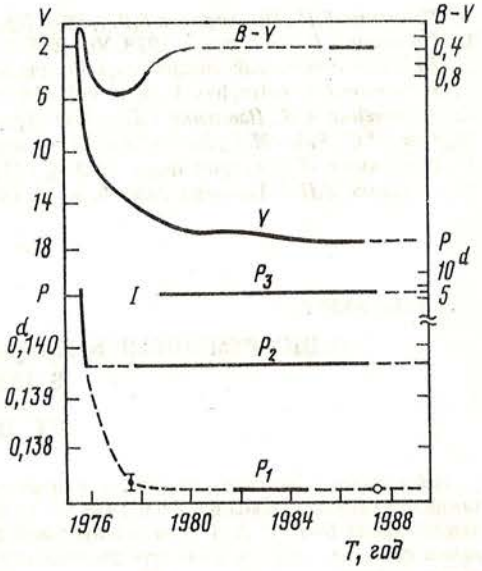


Рис. 5. Фотометрические периоды V 1500 Cyg

P_1 – период вращения первичной компоненты по данным: Паттерсона [10] (начальная сплошная линия), полученным нами (точка), вычисленным из наблюденных P_2 и P_3 в 1981–1984 гг. [8] (сплошная линия) и наблюденным Стокманом и др. [2] (кружок); P_2 – период обращения вторичной компоненты по данным, полученным здесь и ранее [7, 8]; P_3 – период биений (или его характерное время) по оценкам, полученным здесь и ранее [7, 8]. Изменения блеска V и показателя цвета $B-V$ взяты из [16]

1977 г. вклад первичной и вторичной компонент в общее излучение системы был примерно равным, а период вращения первичной компоненты за два года, прошедшие после взрыва Новой, практически достиг той величины, что была определена поляриметрически Стокманом и др. в 1987 г. Полученный результат является наблюдательным подтверждением модели эволюции периодов асинхронно вращающихся компонент V1500 Cyg в процессе сжатия фотосферы первичной компоненты. Наблюденный низкочастотный тренд указывает на существование уже в 1977 г. периода биений. На рис. 5 представлены изменения со временем всех известных теперь фотометрических периодов V1500 Cyg: периода вращения первичной P_1, периода обращения вторичной P_2 компонент и периода биений (или оценки его характерного времени) P_3 наряду с эволюцией блеска и цвета. Из рисунка видно, что резкое уменьшение величины P_1 происходило синхронно с резким ослаблением яркости двойной системы и уменьшением средней величины показателя цвета $B-V$. Существенное уменьшение величины P_1 сопровождалось также замедлением ослабления яркости при увеличении $B-V$. Еще большее уменьшение P_1 происходило при постоянной скорости ослабления и уменьшения величины $B-V$. Причем начало этого процесса пришлось, по-видимому, на середину 1977 г. Такое изменение цвета согласуется с представлением увеличения вклада высокотемпературного излучения нагретой вторичной компоненты, а также увеличения температуры фотосферы первичной по мере ее сжатия. Стабилизация P_1 совпала со стабилизацией $B-V$ и с существенным замедлением падения яркости.

Остается неясным источник короткопериодических колебаний блеска, которые регистрировались и когда основной вклад в излучение системы вносило горячее пятно на поверхности белого карлика, и когда (согласно представлениям Стокмана, Шмидта и Ламба) общее излучение в значительной мере стало определяться нагретой вторичной компонентой.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить В.В. Прокофьеву и В.П. Малануценко за интерес к работе и обсуждение результатов.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chlebowski T., Kaluzny J.* // Acta astron. 1988. Vol. 38, N 4. P. 329.
2. *Stockman H.S., Schmidt G.D., Lamb D.Q.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 332. P. 282.
3. *Schmidt G.D., Smith P., Elston R.* // IAU Circ. 1987. N 4415. P. 1.
4. *Schmidt G.D., Stockman H.S.* // IAU Circ. 1987. N 4458. P. 1.
5. *Kaluzny J., Chlebowski T.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 332, N 1. P. 287.
6. *Kaluzny J., Semeniuk I.* // Acta astron. 1987. Vol. 37, N 4. P. 349.
7. *Pavlenko E.P., Pelt J.* // IBVS. 1988. N 3252. P. 1.
8. *Павленко Е.П., Пельт Я.* // Астрофизика. 1991. (В печати).

9. *Павленко Е.П., Прокофьева В.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1981. Т. 64. С. 67.
10. *Patterson J.* // Astrophys. J. 1978. Vol. 225. P. 954.
11. *Пельт Я.* Частотный анализ астрономических временных рядов. Таллинн: Валгус, 1980. С. 135.
12. *Patterscon J.* // Astrophys. J. 1979. Vol. 231. P. 789.
13. *Абраменко А.Н., Павленко Е.П.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1983. Т. 66. С. 183.
14. *Kemp J.C., Sykes M.V., Richard J.R.* // Astrophys. J. 1977. Vol. 211. P. 71.
15. *Павленко Е.П.* // Астрон. цирк. 1982. № 1239. С. 3.
16. *Павленко Е.П.* // Письма в Астнон. журн. 1983. Т. 9. С. 222.

УДК 523.4 + 520.827

ОДНОВРЕМЕННАЯ БЫСТРАЯ *UBVRI*-ФОТОМЕТРИЯ RW Tri В 1985–1990 гг.

Е.С. Дмитриенко

Приводятся основные результаты одновременной быстрой *UBVRI*-фотометрии затменной катаклизмической системы RW Tri в 1985–1990 гг. Впервые для RW Tri получены зависимости показателей цвета *U–B, V–R, V–I* от орбитальной фазы из одновременных наблюдений. Газовая оболочка системы, обусловливающая уменьшение показателя цвета *U–B* в главном минимуме, имеет форму и/или распределение яркости, асимметричные относительно фотометрического центра аккреционного диска, и затмевается лишь частично. Возрастание показателей цвета *B–V, V–R* и *V–I* в затмении вызвано увеличением вклада вторичной компоненты при затмении аккреционного диска. Все *UBVRI*-кривые блеска показывают только главный минимум. Переменность блеска RW Tri в полосах *UBVRI* в 1985–1990 гг. имеет тот же характер, что наблюдался в 1957–1977 гг. в полосах *UBV*. Поведение разности *O–C* со временем в течение рассматриваемых пяти лет также похоже на наблюдаемое ранее, за исключением существенно меньшего периода возможной цикличности *O–C*, составляющего, по нашим оценкам, около 890 дней. Однако все значения периода цикличности *O–C* в RW Tri, найденные по наблюдениям разных авторов, могут быть согласованы между собой, если предположить их кратными периоду около 450 дней.

SIMULTANEOUS HIGH-SPEED *UBVRI*-PHOTOMETRY OF RW Tri in 1985–1990, *by E.S. Dmitrienko*. The main results of the simultaneous high-speed photometry of eclipse cataclysmic system RW Tri in 1985–90 are presented. For the first time for RW Tri orbital–phase dependence of *U–B, V–R* and *V–I*, based on the simultaneous observations, are obtained. Gaseous envelope, which causes the decrease of *U–B* in the eclipse, has an asymmetric shape and/or an asymmetric distribution of the brighness with respect to a "photometric" centre of the accretion disc. It eclipses my be only partially. The increase of *B–V, V–R, V–I* in the eclipse is caused by the enhanced contribution of the secondary, while the primary falls into eclipse. All *UBVRI*-light curves show the primary's minimum only. The *UBVRI*-light variability of RW Tri in 1985–1990 has the same character like on in UBV in 1957–1977. The behaviour of *O–C* in 1985–1990 resembles the one in more earlier observations also, with the exception of a considerably lesser period of a possible cyclical variations of *O–C* of about 890^d. However, all cyclical periods of *O–C* for RW Tri, obtained from the observations of the different authors, could be in a good agreement, if we propose that they have a least common multiple – a period of about 450^d.

Введение

Система RW Tri относится к катаклизмическим переменным. Подробное ее изучение было начато разными авторами еще в 50-х годах, но наибольшая часть опубликованной информации относится к периоду 1957–1963 гг. Для продолжения исследования RW Tri и с целью определения ее физических параметров и выяснения природы активности нами были получены в 1985–1990 гг. одновременные *UBVRI*-кривые блеска системы с временным разрешением от 12 до 45 с. Здесь приводятся основные результаты этой фотометрии.

Некоторые сведения о системе

Впервые переменность RW Tri была открыта Протичем, который классифицировал ее как систему типа Алголя с орбитальным периодом 5^h34^m [1, 2]. Согласно фотометрическим и спектроскопическим наблюдениям ряда авторов (см., например, [3–8]), RW Tri является катаклизмической переменной с главным компонентом – белым карликом с дискообразной оболочкой – и со вторичным компонентом – звездой K5 V [7] или MOV [6, 8]. Вспышек блеска, свойственных Новым или карликовым Новым, у RW Tri не зарегистрировано. На кривых блеска в оптическом диапазоне имеются глубокие минимумы, обусловленные затмением главного компонента вторичным. В инфракрасном диапазоне на кривых блеска, помимо главных минимумов, наблюдаются вторичные, соответствующие неполному затмению красного карлика аккреционным диском [8]. В течение нескольких орбитальных циклов, а также за более длительное время в RW Tri найдены изменения блеска с амплитудой не более 1^m. Как правило, с увеличением внезатменного блеска возрастает и блеск в затмении. Поярчание системы сопровождается ростом глубины затмения.

Согласно [9], разность $O-C$ наблюдаемого и расчетного моментов минимумов, возможно, испытывает циклическую переменность с амплитудой около 1 мин и с характерным временем около 7,6 или около 13,6 года. Соответствующие наблюдения охватывают примерно 8 лет. Но авторы указывают также и на возможность каких-либо хаотических изменений $O-C$. Согласно [10], $O-C$ RW Tri циклически меняется с характерным временем около 5,2 года. Заметим, что здесь и далее речь ведется о моментах главного минимума в оптическом диапазоне.

Наблюдения

UBVRI-фотометрия RW Tri проводилась в Крымской астрофизической обсерватории на 1,25-м телескопе АЗТ-11 в 1985–1990 гг. с использованием финского фотометра-поляриметра конструкции Пииролы [11]. Аппаратура, методика измерений и обработки результатов подробно описаны в [12]. За звезду сравнения выбиралась звезда А из списка Уокера с $V = 11^m,38$, $B-V = 0^m,32$, $U-B = 0^m,28$ [3]. Величины $V-R = 0^m,288 \pm 0^m,005$ и $V-I = 0^m,45 \pm 0^m,02$ для нее определялись нами привязкой к фотометрическому стандарту HD23949 из списка, приводимого Некелем и Чини [13]. Объекты наблюдались во всех пяти фильтрах одновременно с временем накопления сигнала от 5 до 20 с и с диафрагмами 10″, 15″ и 20″.

Результаты наблюдений

Как следует из анализа *UBVRI*-кривых блеска RW Tri в 1985–1990 гг., в рассматриваемых полосах спектра наблюдаются затмения только главного компонента (аккреционного диска с белым карликом) холодным карликом. Причем происходят как частные затмения, так, возможно, и полные. Длительность последних в среднем по *UBVRI* не должна превышать 3–5 мин. По показателям цвета $V-R$ и $V-I$ в фазе 0 в случае полного затмения вторичный компонент – звезда главной последовательности спектрального класса K. Это согласуется с данными *JHK*-фотометрии RW Tri, выполненной Лонгмором и др. в 1979 г. [7]. Однако это противоречит результату спектрофотометрии Борна [6], получившего для вторичного компонента системы спектральный класс MOV. Франк и Кинг также полагают для него спектральный класс MOV [8]. Согласно известной эмпирической зависимости между орбитальным периодом и массой вторичного компонента катаклизмических переменных (см., например, обзор Паттерсона [14]), масса вторичного компонента RW Tri должна быть равна примерно $0{,}57 M_\odot$, что характерно для звезд главной последовательности K7–K8 [15]. В предположении полного затмения в случае спектрального класса вторичного компонента K5V расстояние до системы, оцениваемое по ее *RI*-блеску в фазе 0, необходимо при-

Результаты наблюдений RW Tri в 1985–1990 гг.

Дата наблюдения	Момент главного минимума	Блеск вне затмения	Глубина затмения
8.11.85	2446378,^{d}27500	13,^{m}43	2,^{m}28±0,^{m}02
9.11.85	6379,21034	13,23	2,02±0,02
10.11.85	6380,36078	13,39	2,71±0,02
	6380,36146		
11.11.85	6381,29050	13,29	2,07±0,04
	6381,29016		
12.11.85	6382,21725	13,36	2,06±0,04
10.12.85	–	13,36	–
28.11.86	6763,20081	13,28	2,11±0,02
	6763,20111		
29.11.86	6764,21725	13,26	1,78±0,01
28.08.87	–	13,38	–
29.08.87	–	13,52	–
24.11.87	–	13.56	–
18.12.87	7148,35954	13,03	2,47±0,03
14.10.88	7448,41481	13,22	2,27±0,02
	7448,41458		
15.10.88	–	13,21	–
16.10.88	7450,50116	13,39	3,09±0,02
	7450,50185		
5.11.88	7470,44444	13,44	2,78±0,05
13.11.88	–	13,35	–
11.12.88	7506,38573	13,35	2,26±0,04
2.01.89	7523,34106	13,43	3,13±0,03
30.10.89	7829,40000	13,53	2,81±0,06
	7829,46000		
21.11.89	7851,42758	13,55	2,68±0,04
	7851,42802		
18.12.89	7861,39944	13,28	3,44±0,03
	7861,39876		
1.12.89	7879,25398	13,55	2,62±0,03
15.10.90	8179,54278	12,92	1,44±0,01
18.10.90	8183,25192	12,99	1,39±0,04
24.10.90	8188,58640	13,13	1,40±0,02
	8188,58709		
25.10.90	8189,51319	13,30	1,69±0,02
	8189,51354		

нять равным 320–400 пк; для случаев K7V и MOV – 200–300 и 150–200 пк соответственно. На окончательный выбор спектрального класса вторичного компонента RW Tri значительное влияние может оказать получение его параметров из решения кривых блеска.

В таблице приведены некоторые результаты наблюдений RW Tri в 1985–1990 гг. (в 1-м столбце – дата, во 2-м – момент главного минимума в Юлианских днях, отнесенный к центру Солнца). В некоторых случаях моменты минимумов, определенные по *UBV*- и *RI*-кривым блеска, отличались на 1–1,5 мин. В таблице им соответствуют верхнее и нижнее значения для одной и той же даты. Это обусловлено, вероятно, различием в распределении яркости затмеваемого источника – аккреционного диска – обращенной к нему стороны вторичного компонента и газовых струй между ними в *UBV*- и в *RI*-полосах.

Как известно, аккреционный диск является основным источником излучения в *UBVRI* в катаклизмических переменных, а максимальная энергия этого излучения

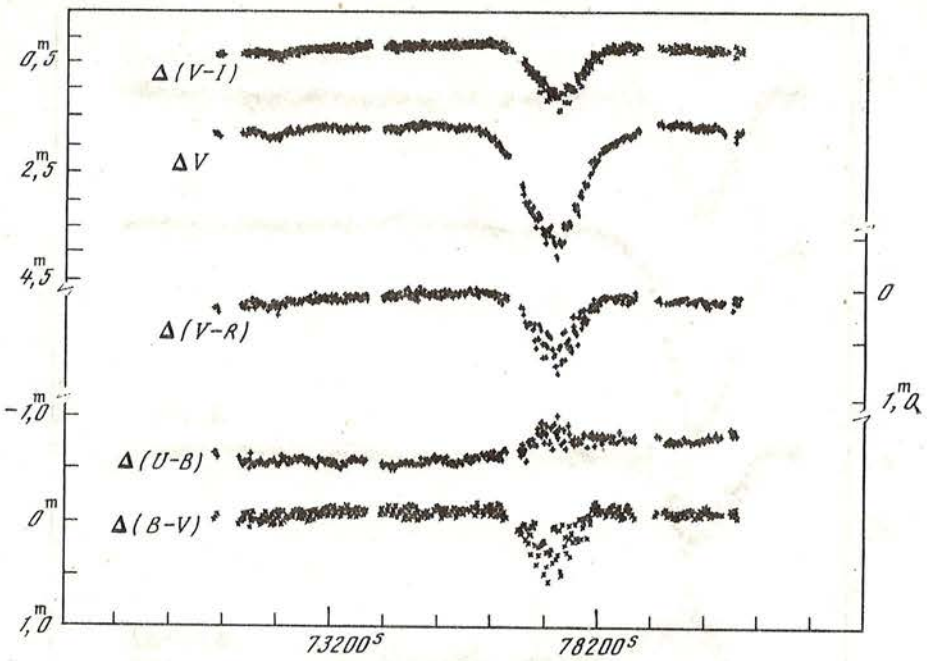


Рис. 1

приходится на голубую область спектра [16]. Поэтому для иллюстрации активного поведения RW Tri в таблице приводятся оценки ее внезатменного блеска в инструментальной полосе *b* и соответствующая глубина затмения (3-й и 4-й столбцы). Внезатменный блеск RW Tri вычислялся усреднением 2–4 десятков точек на характерных участках кривых, где нет каких-либо "горбов" или локальных минимумов. В отличие от этого для определения блеска в фазе 0 мы могли использовать только несколько точек измерений в пределах временного интервала, не большего, чем 1–3 мин, так как падение блеска происходит довольно быстро и в большинстве случаев форма минимумов соответствует неполному затмению. Яркость объекта в *b*-полосе в фазах 0 слабее в среднем на $1^m,5$–$2^m,5$, чем яркость вне затмения. Поэтому ошибки индивидуальных точек измерения блеска в фазе 0, а следовательно, и ошибки глубины затмения могут достигать $0^m,1$–$0^m,2$. Вне затмения ошибки незначительны по сравнению с теми колебаниями, которые вызваны физической переменностью блеска системы. В фазах, близких к 0, они имеют меньшую амплитуду, чем вне затмения. В последнем случае могут наблюдаться скачки блеска на $0,^m1$–$0^m,17$. Колебания блеска особенно усиливаются при поярчании системы, что связано с возрастанием мощности излучения аккреционного диска. Такое предположение основано на факте одновременного увеличения внезатменного блеска и глубины затмения во всех *UBVRI*-полосах. Блеск в фазах около 0 при этом тоже, как правило, повышается, но в меньшей степени, чем вне затмения. Его изменения могут обусловливаться теми же причинами, что приводят к поярчанию аккреционного диска.

Для RW Tri оказалось характерным уменьшение показателя цвета *U–B* и увеличение *B–V*, *V–R*, *V–I* при затмении. На рис. 1–3 в качестве примера приведены зависимости от времени разностей соответствующих показателей цвета и блеска в *V*-полосе RW Tri и звезды сравнения для 8 и 9 ноября 1985 г. и 29 ноября 1986 г. соответственно. Значения на шкале ординат даются в звездных величинах в стандартной системе *UBVRI*. На оси абсцисс указано время в секундах, отсчитываемое от местной полночи.

Уменьшение показателя цвета *U–B* может быть вызвано возрастанием относительно-

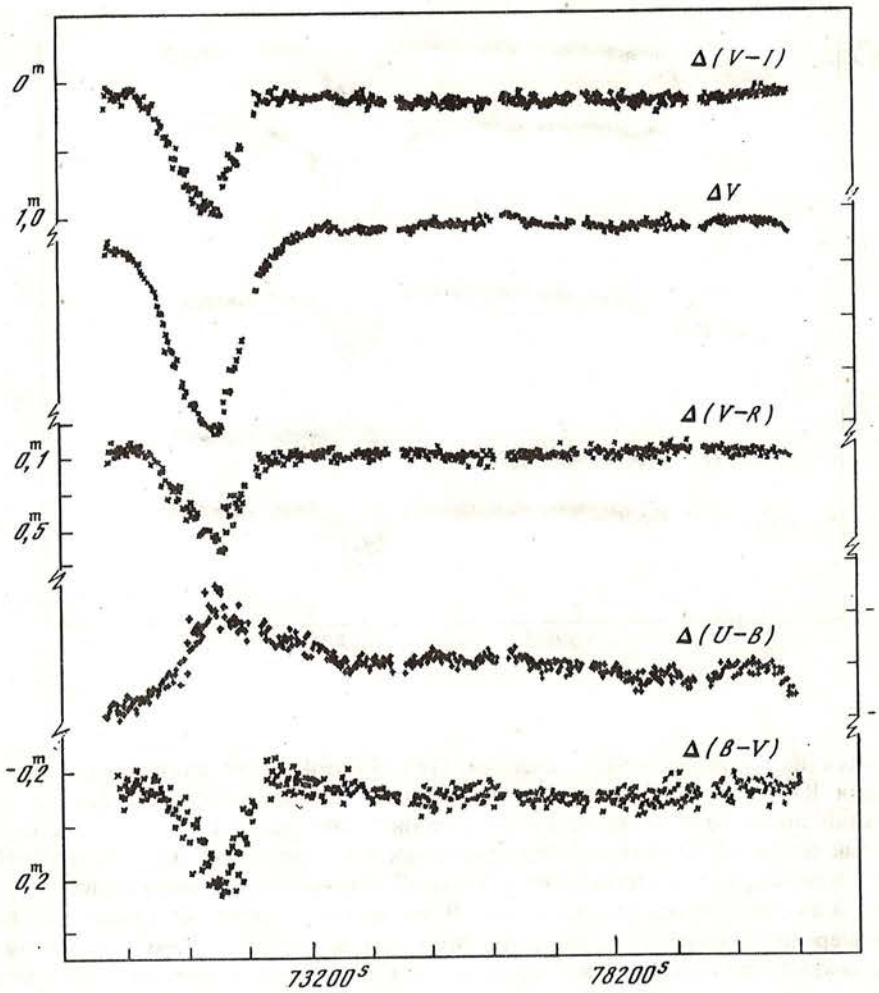


Рис. 2

го вклада излучения какой-то незатмеваемой или частично затмеваемой газовой составляющей системы, абсолютная светимость которой весьма мала по сравнению с мощностью излучения главного компонента, но которая при его затмении оказывает значительное влияние на распределение энергии наблюдаемого излучения в полосах U и B. Возможно, это же влияние частично сказывается и на относительном смещении моментов минимумов, наблюдаемых в UBV и RI. Увеличение $\Delta(B-V)$, $\Delta(V-R)$, $\Delta(V-I)$ в затмении обусловлено повышением относительного вклада в общее излучение вторичного компонента, закрывающего от наблюдателя главный. На возможность таких объяснений поведения показателей цвета RW Tri было указано еще Уокером при анализе им несинхронных UBV-наблюдений RWTri в 1957 г. [3]. Однако асимметрия кривой $\Delta(U-B)$ относительно фазы 0, соответствующей минимуму блеска в $UBVRI$, получена для системы впервые. Одновременные наблюдения RW Tri в B и V были выполнены в 1976 г. Уинклером [17]. Приводимая им зависимость $B-V$ от орбитальной фазы соответствует тому же, что дается в [3] и здесь. Следует подчеркнуть, что изменения с фазой показателей цвета $U-B$, $V-R$, $V-I$, охватывающие практически полный орбитальный цикл и полученные по синхронным высокоскоростным наблюдениям, найдены для RW Tri впервые. Заметим, что подобное поведение рассматриваемых показа-

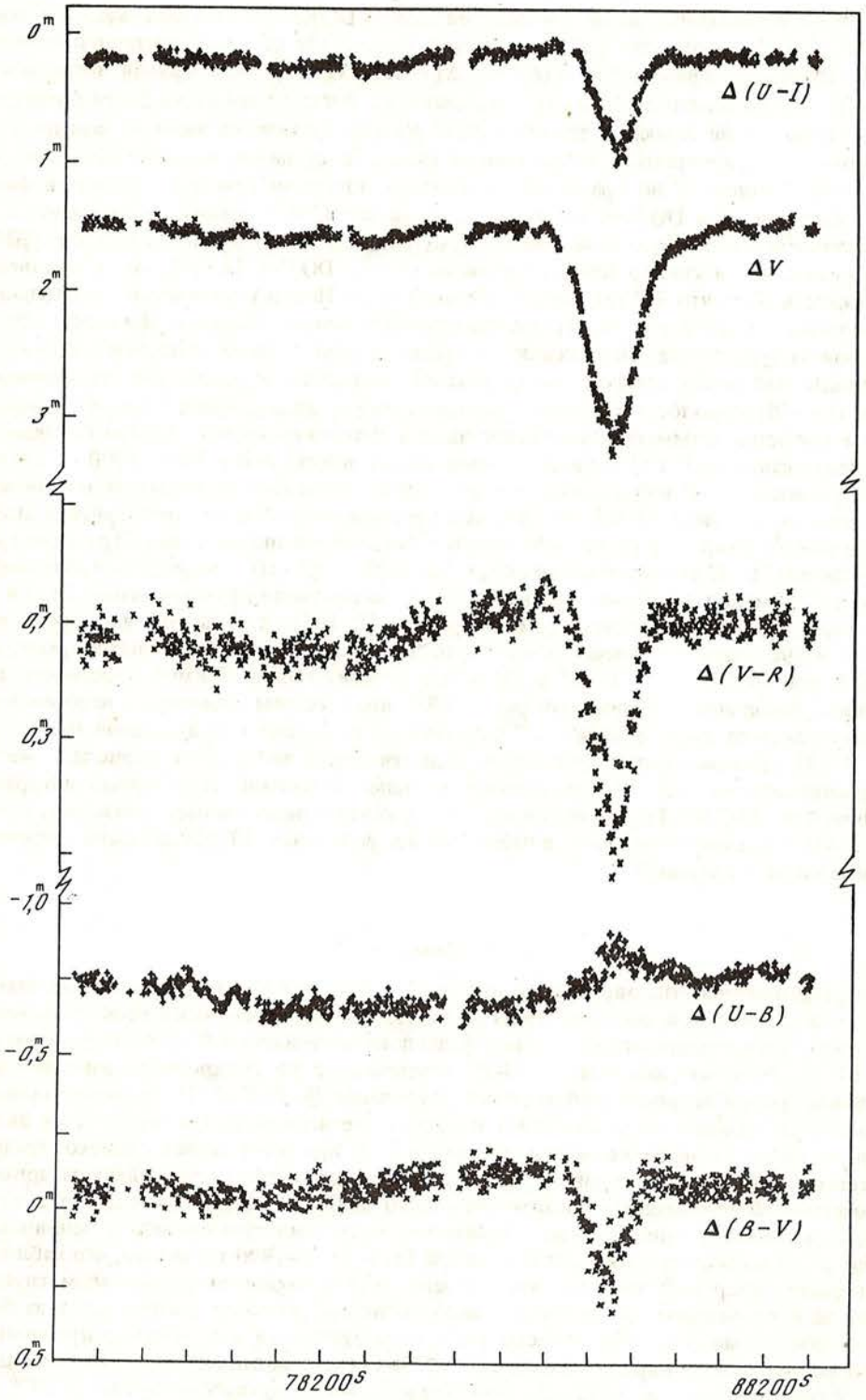

0m
1m
2m
3m
Δ(U−I)
ΔV
0,1m
0,3m
Δ(V−R)
−1,0m
−0,5m
Δ(U−B)
0m
0,5m
Δ(B−V)
78200s
88200s

Рис. 3

телеи цвета наблюдалось нами и у бывшей Новой DQ Her, в то время как для новоподобной AC Cnc, согласно [18], все четыре показателя цвета возрастают при затмении. В отличие от кривых для $\Delta(B-V)$, $\Delta(V-R)$, $\Delta(V-I)$ кривая зависимости $\Delta(U-B)$ от фазы несимметрична относительно 0: ее восходящая ветвь более пологая и, как правило, после затмения значения $\Delta(U-B)$ систематически меньше, чем до него. Это может обусловливаться возрастанием вклада в суммарную светимость системы излучения в полосе U по сравнению с другими полосами при наблюдениях в фазах после затмения. Для DQ Her, например, уменьшение $U-B$ в затмении связывают с существованием у нее небулярной оболочки, оставшейся после вспышки Новой в 1934 г. Если учесть, что и спектр RW Tri похож на спектр DQ Her [3, 19], то не исключена возможность того, что RW Tri тоже является бывшей Новой (активности типа вспышек карликовых новых у нее не зарегистрировано) и имеет какую-то оболочку, общую для обоих компонентов. Независимо от природы этой газовой оболочки она, по всей видимости, или имеет асимметрию формы по отношению к основному затмеваемому в фазе 0 в *UBVRI*-полосах объекту – аккреционному диску, и/или обладает распределением яркости, асимметричным относительно фотометрического центра последнего.

Анализ разности O–C. Предварительный анализ полученной в 1985–1990 гг. зависимости разности $O-C$ наблюдаемого и расчетного моментов минимумов от времени свидетельствует о возможной циклической переменности $O-C$ с характерной длительностью одного цикла ΔT около 890 дней и с амплитудой около 1 мин. При этом средняя величина $O-C$ уменьшается со скоростью $\Delta P/P = 1{,}7 \cdot 10^{-6}$ (здесь P – орбитальный период). Примерно такое же значение $\Delta P/P$ было получено другими авторами для более ранних наблюдений системы (см., например, [9, 10]). В то же время не исключено, что $\Delta T = 890^d$ может провести некий мост "согласия" между найденными временами цикличности $O-C$ 2777^d и 1898^d в [9] и [10] соответственно. А именно: разность между двумя последними величинами равна 879^d, что с учетом возможных неточностей в определении всех трех значений ΔT практически совпадает с приводимой нами оценкой. В [9] указывается на возможность существования еще одного периода – 4980^d. Не исключено, что все эти полученные разными авторами характерные интервалы цикличности $O-C$ RW Tri являются кратными какому-либо одному, близкому, например, к 450^d, а неопределенность в наблюдаемых величинах ΔT обусловлена какими-то хаотическими скачками $O-C$.

Заключение

Впервые получены одновременные высокоскоростные *UBVRI*-кривые блеска затменной катаклизмической системы RW Tri, охватывающие практически весь ее орбитальный цикл. Зависимости от орбитальной фазы показателей цвета $V-R$, $V-I$ представлены для RW Tri впервые, зависимость $U-B$, определенная по синхронным измерениям в UB, также дается впервые. Наблюдаемое увеличение $B-V$, $V-R$, $V-I$ вызвано повышением вклада вторичного компонента в общую светимость, когда затмевается аккреционный диск. Уменьшение показателя цвета $U-B$ при этом может происходить из-за существования какой-то газовой оболочки с формой и/или распределением яркости, асимметричной относительно фотометрического центра аккреционного диска, и затмеваемой, возможно, лишь частично. Влияние ее излучения существенно в основном в U-полосе. Характер переменности блеска RW Tri в 1985–1990 гг. тот же, что наблюдался и ранее: поярчание системы вне затмения сопровождается увеличением глубины затмения и происходит как в течение нескольких орбитальных циклов, так и за более длительное время. Оно обусловлено усилением мощности излучения аккреционного диска вокруг белого карлика. Разность $O-C$ за время 5-летних наблюдений уменьшается со скоростью того же порядка, что было найдено и другими авторами, – 10^{-6}. Однако полученный нами период 890^d возможных циклических колебаний $O-C$ меньше, чем приводимые ранее значения. Амплитуды переменности $O-C$ во всех случаях сос-

тавляют около 1–2 мин. Не исключено, что все наблюдавшиеся для RW Tri характерные времена возможной цикличности $O-C$ кратны какому-либо периоду, например около 450^d, что привело бы к согласию результатов разных авторов.

Выражаю глубокую благодарность Ю.С. Ефимову за советы и замечания.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ptorich M.* // Bull. Astron. Observ. Belgrade. 1937. N 9/10. P. 38.
2. *Протич М.* // Астрон. цирк. 1956. № 174. С. 15.
3. *Walker M.F.* //Astrophys. J. 1969. Vol. 137. P. 485.
4. *Walker M.F.* // IAU. Coll. 1971. N 15. P. 243.
5. *Nather R.E., Warner B.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1971 Vol. 152. P. 209.
6. *Borne K.D.* // Bull. Amer. Astron. Soc. 1977. Vol. 43. P. 82.
7. *Longmore A.J., Lee T.J., Allen D.A., Adams D.J.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1981. Vol. 195. P. 825.
8. *Frank J., King A.R.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1981. Vol. 195. P. 227.
9. *Africano J.L., Nather R.E., Patterson J., Robinson E.L., Warner B.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1978. Vol. 90. P. 568.
10. *Мэндель О.Е.* // Перемен. звезды. 1965. Т. 15. С. 474.
11. *Piirola V., Korhonen T., Reiz A.* // ESO Messenger. 1984. N 38. P. 20.
12. *Дмитриенко Е.С., Ефимов Ю.С., Шаховской Н.М.* // Астрофизика. 1985. Т. 22, № 1. С. 31.
13. *Neckel Th., Chini R.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. Vol. 39. P. 411.
14. *Patterson J.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1984. Vol. 54. P. 443.
15. *Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 291 с.
16. *Pringle J.B., Rees M.J.* // Astron. and Astrophys. 1972. Vol. 21. P. 1.
17. *Winkler L.* // Astron. J. 1977. Vol. 82. P. 1008.
18. *Дмитриенко Е.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 84. С. 57–62.
19. *Whitford A.E.* // Astron. J. 1959. Vol. 64. P. 293.

УДК 524.337: 524.57

ОПТИЧЕСКИЙ ДИХРОИЗМ ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ И СОБСТВЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ WW Vul

А.В. Бердюгин, В.П. Гринин, Н.Х. Миникулов

Обсуждаются результаты патрульных *UBVRI*-наблюдений линейной поляризации и блеска изолированной Ae звезды Хербига WW Vul, выполненных в 1986–1989 гг. В ходе этих наблюдений в моменты глубоких минимумов блеска обнаружена высокая собственная поляризация звезды, основным источником которой является рассеянное излучение околозвездного пылевого диска. Анализ поведения поляризации при изменениях блеска звезды показывает, что наряду с этой составляющей собственная поляризация WW Vul включает также дополнительную составляющую, обусловленную оптическим дихроизмом околозвездной пыли. Обсуждаются механизмы выстраивания несферических пылинок. Показано, что если ориентация частиц происходит в результате прецессии их угловых моментов в околозвездном магнитном поле, то последнее должно быть близким к тороидальному.

THE OPTICAL DICHROISM OF THE CIRCUMSTELLAR DUST AND INTRINSIC POLARIZATION OF WW Vul, *by A.V. Berdyugin, V.P. Grinin, N.H. Minikulov.* The results of the simultaneous *UBVRI*-photometric and polarimetric observations in 1986–1989 of the isolated Ae–Herbig star WW Vul are discussed.

During this observations the high degree of linear polarization in the deep Algol–type photomeric minima was found. It was shown that this polarisation produced mainly by light scattering from circumstellar dust disk.

The analysis of the polarization behaviour and brightness variations show that there is additional component of the intrinsic polarization which produced by optical dichroism of the circumstellar grains. The manner of the grain alignment are discussed. It was shown that of the grains alignment is due to precession of their angular momenta in the circumstellar magnetic field, this field should be toroidal.

Введение

Линейная поляризация звезд, обусловленная оптическим дихроизмом пылевой материи, находящейся между наблюдателем и звездой, обладает одним важным свойством: она указывает направление магнитного поля (в проекции на картинную плоскость), в котором выстроены несферические пылинки. К сожалению, этим свойством не удается воспользоваться в тех случаях, когда звезда имеет собственную линейную поляризацию, обусловленную околозвездной пылью. Усложняющим обстоятельством является, во-первых, учет межзвездной поляризации, который далеко не всегда удается выполнить с необходимой точностью. Во-вторых (и это главное), собственная поляризация звезд с околозвездными пылевыми оболочками может быть обусловлена совместным действием двух различных механизмов, которые трудно отделить друг от друга, – оптическим дихроизмом околозвездной пыли и рассеянием излучения в пылевой оболочке.

Именно так обстоит дело в случае молодых звезд типа Т Тельца и Ae/Be Хербига. Из проведенного недавно Бастиеном [1, 2] обзора поляризационных исследований этих звезд следует, что среди них пока нет ни одного объекта, для которого явление оптического дихроизма околозвездной пыли можно было бы считать доказанным. Из двух отмеченных выше механизмов поляризации Бастиен отдает предпочтение последнему, связанному с рассеянием света околозвездной пылью.

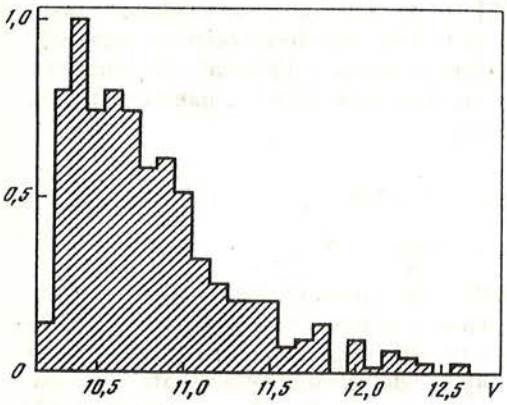
Эта точка зрения была недавно подтверждена результатами патрульных поляризационных и фотометрических наблюдений [3–6] изолированных Ae звезд Хербига с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска, начатых в Крыму и на Санглоке в 1986 г. В ходе этих наблюдений в глубоких минимумах четырех звезд (UX Ori, WW Vul, BF Ori и CQ Tau) была обнаружена предсказанная в [7] высокая линейная поляризация, достигающая 5–8% и обусловленная рассеянием света в околозвездных пылевых дисках. К аналогичному выводу пришли также Кардополов и др. [8], наблюдавшие большую собственную поляризацию в минимумах классической Ae звезды Хербига RR Tau.

Вместе с тем при анализе поляризационных наблюдений WW Vul [4] был отмечен один необычный эпизод поведения поляризации звезды, в котором было заподозрено влияние оптического дихроизма частиц в пылевом облаке, пересекавшем луч зрения и вызвавшем алголеподобное ослабление блеска. В настоящей статье приводятся дополнительные данные, свидетельствующие о существовании в околозвездном окружении WW Vul выстроенных несферических пылинок.

1. Общие сведения о WW Vul

Звезда WW Vul является одним из наиболее ярких представителей подкласса звезд с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска. Ее фотометрическое поведение исследовалось многими авторами (см. [4] и цитированную там литературу). Представление об уровне фотометрической активности звезды дает гистограмма (рис. 1), построенная по данным фотоэлектрических наблюдений [4, 9–11].

Инфракрасные наблюдения [12–15] показывают, что звезда окружена мощной пылевой оболочкой. Согласно оценкам [16], основанным на ИК-фотометрии до $\lambda = 3{,}4\,\mu$, температура пылевой оболочки WW Vul близка к 1000 К, а ее внутренний радиус порядка 1 а.е. Используя наши *UBVRI*- и ИК-наблюдения [12–15], мы построили исправленное за покраснение ($A_V = 1^m$, $R = 3{,}2$ [10]) распределение энергии звезды в ярком состоянии в более широком интервале длин волн $0{,}35–60\mu$ (рис. 2). На рисунке приведено также теоретическое распределение из моделей Куруча [17] для звезды с нормальным химическим составом при $T = 9000$ К и $\lg g = 4$, которое обеспечивает наилучшее согласие с данными *UBVRI*-фотометрии. Заметим, что полученные таким путем параметры звезды T и $\lg g$ согласуются со спектральным типом WW Vul:A0–A3e [18]. Используя теоретические потоки излучения для выбранной модели атмо-



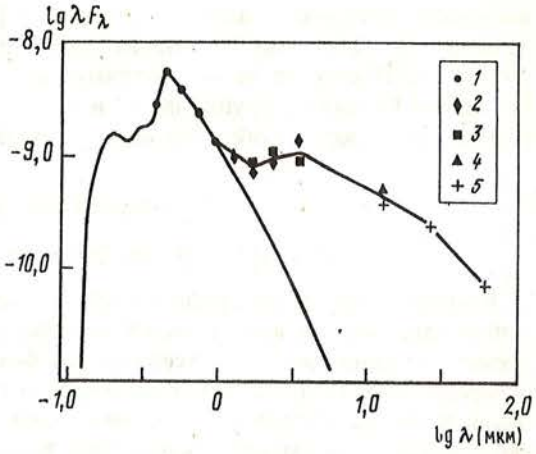


Рис. 1. Нормированная гистрограмма фотометрической активности WW Vul в полосе V по данным фотоэлектрических наблюдений [4,9–11]

Рис. 2. Исправленное за покраснение распределение энергии в спектре WW Vul в максимуме блеска по данным настоящей статьи и данным ИК-наблюдений [12–15]

Приведено распределение энергии для модели атмосферы при T =9000 К и lgg = 4[17]; *1* – данные настоящей работы, *2* – [14], *3* –[12], *4* – [13], *5* – [15]

сферы, мы нашли, что при $A_V = 1^m$ и расстоянии до звезды 370 пк [10] ее радиус равен 3,6 $R_\odot$.

Вычитая из наблюдаемого распределения энергии теоретическое, мы нашли, что вклад ИК-избытка в болометрическую светимость звезды равен

$$\frac{L_{\text{ик}}}{L_{\text{бол}}} = \frac{L_{\text{бол}} - L_{\text{теор}}}{L_{\text{бол}}} = 0{,}27,$$

а сам ИК-избыток может быть аппроксимирован набором планковских функций в интервале температур от 1000 К до нескольких сотен градусов. Последнее означает, что пылевая оболочка WW Vul простирается до расстояний порядка нескольких десятков астрономических единиц.

В спектре звезды присутствует эмиссионная линия H_α, имеющая двухкомпонентный профиль, характерный для вращающейся газовой оболочки, наблюдаемой с ребра. В минимумах блеска поток в линии H_α убывает, тогда как ее эквивалентная ширина растет [18]. Это означает, что при покрытии звезды непрозрачным пылевым облаком околозвездная газовая оболочка экранируется лишь частично [19].

Увеличение вклада газовой эмиссии в моменты минимумов длительное время считалось наиболее вероятной причиной наблюдаемого у WW Vul и других звезд этого подкласса поворота цветовых треков на диаграммах цвет/величина: $(U-B)/V$ и $(B-V)/V$ (см. обзор [19] и цитированную в нем литературу). Недавно выяснилось, однако, что причиной такого поведения показателей цвета в действительности является рассеянный свет от околозвездной пыли, вклад которого растет при покрытии звезды непрозрачными пылевыми фрагментами [3–6,8]. Высокая степень линейной поляризации, наблюдавшаяся в минимумах WW Vul [4] (до 6% в полосе V), свидетельствует о том, что пылевая оболочка WW Vul сильно сплюснута и, так же как и околозвездный газовый диск, наблюдается с ребра.

Перечисленные выше свойства WW Vul – тип переменности, наличие околозвездной пыли, эмиссия в H_α и отсутствие туманности характерны для молодых изолированных Ae звезд Хербига [20]. Другая важная особенность WW Vul – немонотонное поведение показателей цвета в глубоких минимумах наблюдается у многих звезд,

молодость которых не вызывает сомнений [19]. В свете этого представляется удивительным тот факт, что WW Vul находится вдали от областей интенсивного звездообразования. Последнее может означать, что рождение звезд в Галактике происходит не только большими группами, но и в результате коллапса маломассивных облаков, находящихся вдали от областей звездообразования.

2. Линейная поляризация WW Vul

2.1. Наблюдательные данные 1986–1988 гг.

К числу наиболее интересных особенностей WW Vul относится поведение ее линейной поляризации: в ярком состоянии она сравнима с межзвездной, в глубоких минимумах – увеличивается во всех полосах фотометрической системы *UBVRI* (см. Приложение, табл. П. 1, и [4]). Как показано в [4], основным источником этой поляризации является излучение, рассеянное околозвездной пылью. На это указывают: а) относительная стабильность параметров поляризации от минимума к минимуму, свидетельствующая о том, что поляризованное излучение возникает в большой по объему среде, оптические свойства которой не меняются (или меняются медленно) со временем; б) волновая зависимость поляризации P_λ в глубоких минимумах, согласующаяся с теоретическими зависимостями, рассчитанными в моделях околозвездных пылевых оболочек [21]; в) зависимость P_λ от амплитуды ослабления блеска Δm_λ, которая в первом приближении удовлетворяет соотношению

$$\mathbf{P}_{sc}(\Delta m_\lambda) = \mathbf{P}_{sc}(0) \cdot 10^{0,4\Delta m_\lambda}. \qquad (1)$$

Это соотношение определяет зависимость поляризации от блеска в системе, состоящей из переменного источника неполяризованного излучения (в нашем случае это звезда, экранируемая пылевым облаком) и постоянного источника поляризованного света. Тот факт, что в первом приближении оно согласуется с наблюдениями, означает, что в случае WW Vul роль других механизмов поляризации сравнительно невелика.

Согласно [4] (см. также табл. 2), межзвездная поляризация $\mathbf{P}_{is}$ в направлении на WW Vul близка к 1% и имеет почти такой же позиционный угол, что и собственная поляризация звезды в минимумах блеска[1]. Поэтому если бы наблюдаемая поляризация звезды состояла только из этих двух компонент:

$$\mathbf{P}(\Delta m_\lambda) = \mathbf{P}_{is} + \mathbf{P}_{sc}(\Delta m_\lambda), \qquad (2)$$

где $\mathbf{P}_{sc}$ определяется соотношением (1), то из-за совпадения позиционных углов $\mathbf{P}_{sc}$ и $\mathbf{P}_{is}$ позиционный угол суммарной поляризации при ослаблениях блеска должен был бы оставаться неизменным. Необычность поведения поляризации WW Vul состоит в том, что во время обширного минимума в 1987 г. это условие выполнялось при входе в минимум и было резко нарушено при выходе из него (см. [4] и рис. 3).

2.2. Дополнительные наблюдательные данные

В течение наблюдательных сезонов 1988–1989 гг. патрульные наблюдения WW Vul были продолжены с помощью фотометра-поляриметра конструкции Пииролы [22], установленного на телескопе АЗТ-11 (см. табл. П. 1). Летом 1989 г. был зарегистрирован еще один глубокий минимум, который сопровождался изменениями позиционного угла поляризации при выходе звезды из минимума, подобными описанным выше.

---

[1] На основании этого был сделан вывод, что ось симметрии околозвездно-пылевого диска WW Vul (позиционный угол которой при рассеянии света мелкими частицами совпадает с направлением преимущественных колебаний электрического вектора рассеянного излучения) ориентирована вдоль магнитного поля. Подобная ориентация свидетельствует о том, что гравитационное сжатие протозвездного облака, из которого сформировалась эта звезда, эффективно контролировалось магнитным полем [4].

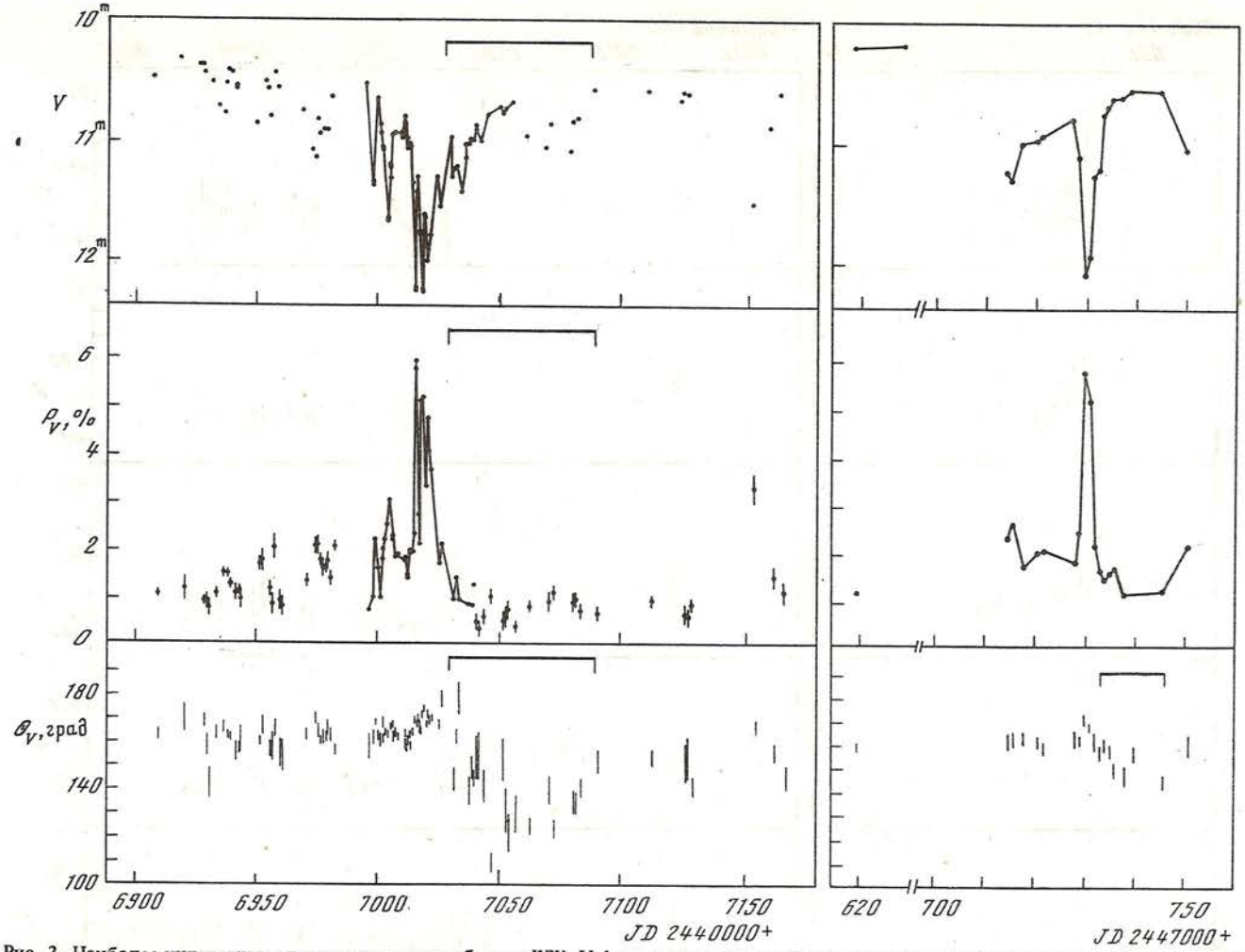
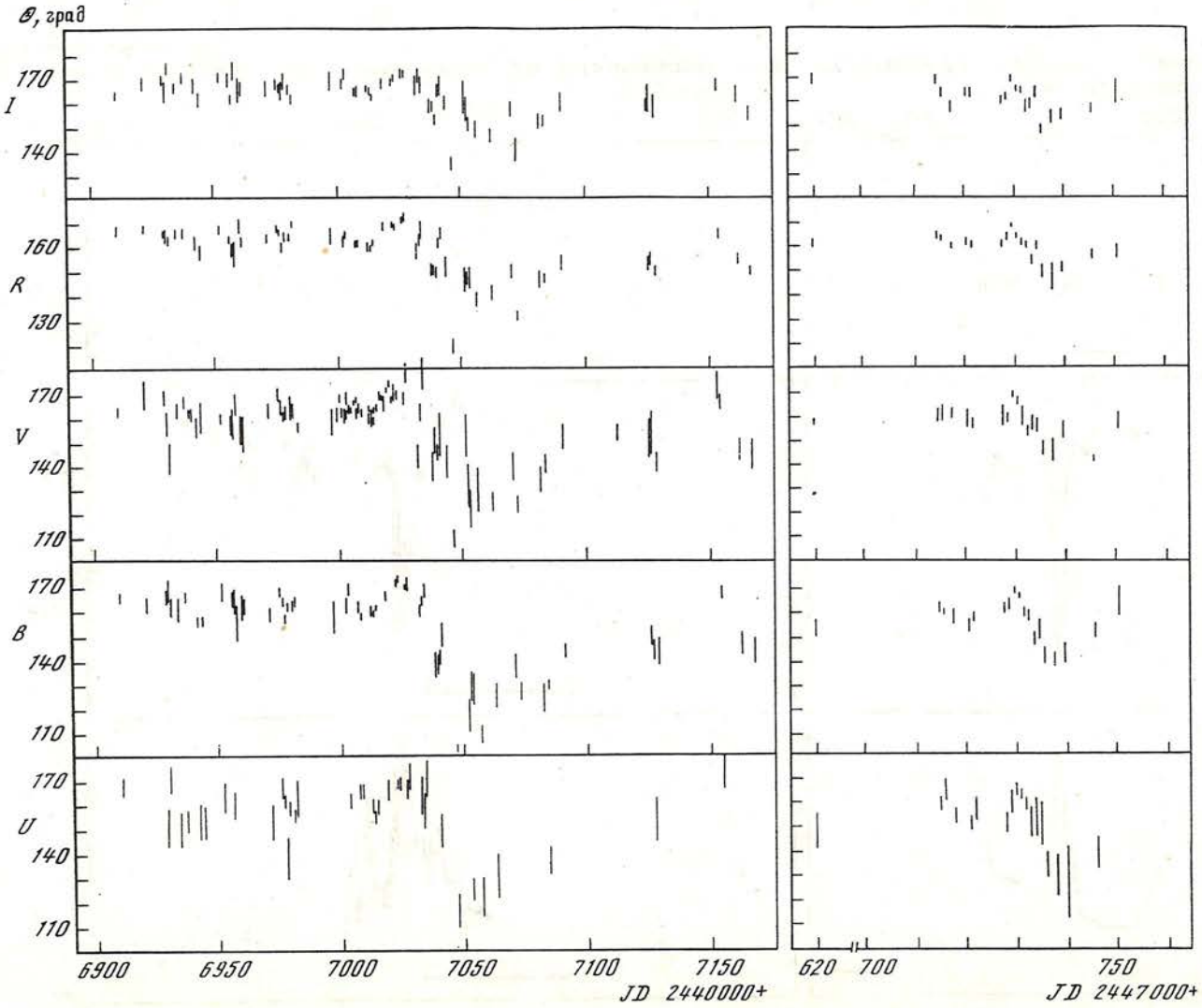


Рис. 3. Наиболее интересные эпизоды поведения блеска WW Vul и параметров линейной поляризации **P** и θ в полосе V по данным [4] и настоящей статьи


θ, град
170
I
140
160
R
130
170
V
140
110
170
B
140
110
170
U
140
110
6900
6950
7000
7050
7100
7150
JD 2440000+
620
700
750
JD 2447000+

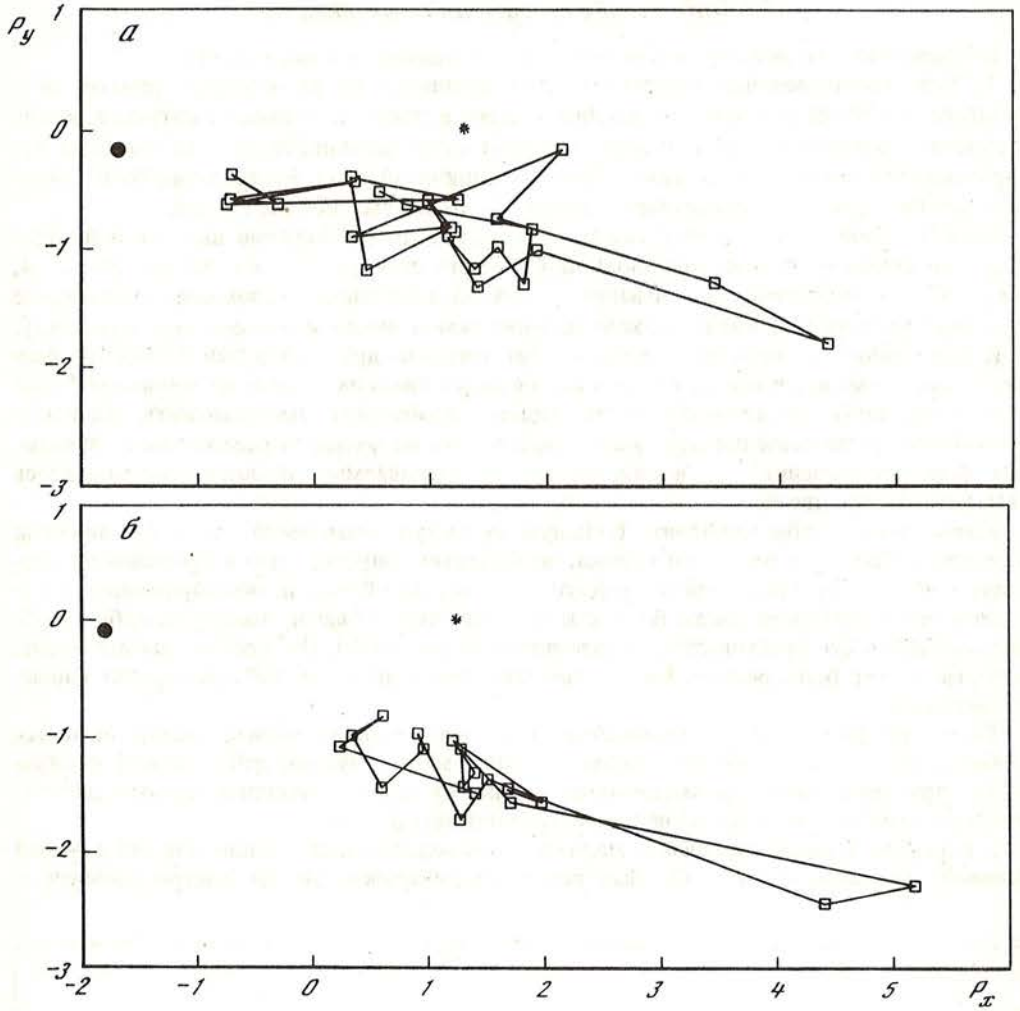


Рис. 5. Поведение параметров поляризации WW Vul P_x и P_y в минимумах 1987 г. (*а*) и 1989 г. (*б*)

Данные соответствуют участкам минимумов, показанных на рис. 3 сплошными линиями. Указаны также параметры P_x и P_y составляющих поляризации $\mathbf{P}_{al}$ (черный кружок) и $\mathbf{P}_{is}$ (звездочка), см. разд. 3

Оба эти эпизода показаны на рис. 3–5: на рис. 3 показано поведение поляризации и блеска WW Vul в полосе *V*, на рис. 4 – поведение позиционного угла поляризации во всех пяти полосах системы *UBVRI*, на рис. 5 – поведение параметров поляризации P_x, P_y в полосе *V*.

Тот факт, что одинаковые по своему характеру изменения позиционного угла поляризации WW Vul наблюдались уже в течение двух минимумов, указывает на то, что подобные изменения не являются случайными эпизодами. Они свидетельствуют о существовании еще одного механизма поляризации, отличного от двух описанных выше, который "включается" при выходе звезды из минимума.

Рис. 4. Поведение позиционного угла линейной поляризации WW Vul в полосах *U, B, V, R, I* в минимумах блеска

Обращает на себя внимание асимметричная форма двух наиболее глубоких минимумов и аномальное поведение позиционных углов на выходе из минимумов

В поисках такого механизма мы рассмотрели следующие возможности.

1. Если околозвездные пылевые облака двигаются по вытянутым орбитам, то в процессе движения они могут подходить близко к звезде и возникает ситуация, когда излучение, рассеянное одним облаком, может стать доминирующим источником поляризации. Очевидно, что в этом случае позиционный угол поляризации будет определяться параметрами орбиты облака и может быть переменной величиной.

Если пылевое облако состоит из мелких частиц, то наибольший вклад в поляризацию оно должно дать в коротковолновой области спектра, что, как видно из рис. 4, согласуется с наблюдениями: именно в этой области спектра аномальное изменение угла поляризации WW Vul на выходе из минимумов имело максимальную амплитуду.

К сожалению, эта простая модель не дает ответа на другой важный вопрос: почему указанная аномалия в обоих случаях наблюдалась лишь на выходе из минимума? Для объяснения такой последовательности событий необходимо предположить, что пылевое облако до пересечения луча зрения находилось на большем расстоянии от звезды, чем после пересечения, т.е. в каждом из рассматриваемых эпизодов оно двигалось от наблюдателя к звезде.

Кроме того, чтобы объяснить большую амплитуду изменений угла θ влиянием рассеянного света от пылевого облака, необходимо допустить, что в проекции на картинную плоскость угол между радиусом-вектором облака и экваториальной плоскостью околозвездного диска близок к $\pi/2$. Другими словами, плоскость орбиты облака должна быть ортогональна экваториальной плоскости. Из всех вариантов орбит, которые могут быть реализованы в околозвездном диске, подобный вариант наименее вероятен.

Таким образом, хотя рассеянный свет от пролетающих вблизи звезды пылевых облаков может быть потенциальным источником флуктуаций наблюдаемой поляризации, при объяснении рассматриваемых эпизодов данный механизм требует довольно искусственных ограничений на параметры орбиты облаков.

2. В [4] мы попытались связать аномальное поведение поляризации WW Vul с общей формой минимума 1987 г. Он был резко асимметричен: звезда быстро ослабела и

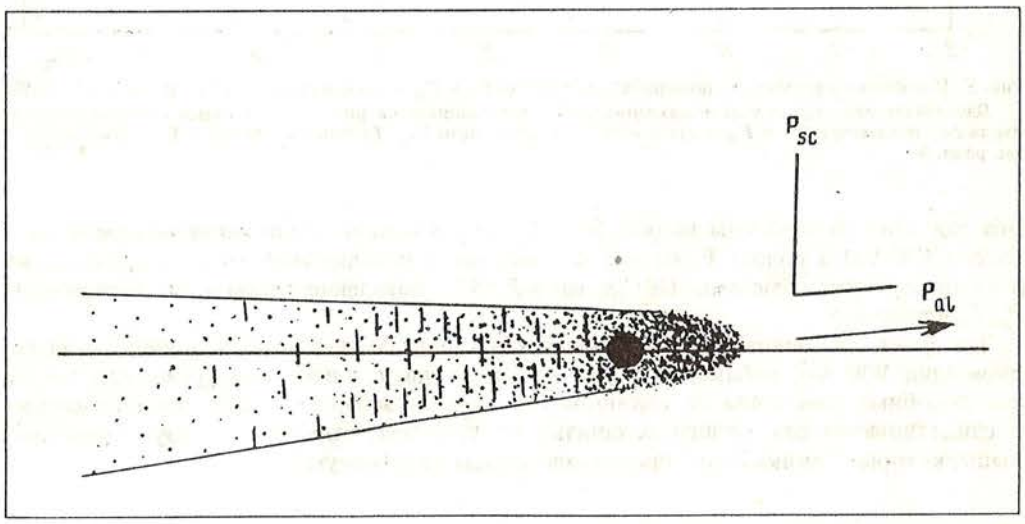


Рис. 6. Схематическая модель пылевых облаков, вызывающих асимметричные минимумы
Вертикальными черточками показано преимущественное направление ориентации несферических пылинок в хвостовой части облака (см. текст)

довольно долго возвращалась в исходное состояние. Подобная форма минимума повторилась и во время второго глубокого ослабления блеска в 1989 г. (см. рис. 3). Это указывает на то, что в обоих эпизодах луч зрения пересекали пылевые облака, имевшие кометообразную форму (рис. 6). Такая форма может возникнуть при движении облака сквозь плазму звездного ветра. В результате этого может возникнуть магнитная конфигурация, подобная той, которую имеет комета, движущаяся в плазме солнечного ветра.

Если это так, то в хвосте облака должно существовать магнитное поле с простой структурой магнитных силовых линий, параллельных вектору скорости облака в околозвездной среде. Поэтому если в облаке имеются несферические пылинки, то они, во-первых, могут быть выстроены и, во-вторых, степень выстроенности (с учетом проекции на луч зрения) должна быть максимальной в хвосте облака. Последнее обстоятельство позволяет понять, почему дополнительный механизм поляризации "включался" именно при выходе звезды из минимума.

3. Собственная поляризация WW Vul

Исключив из дальнейшего анализа оба обсуждавшихся выше эпизода, в которых, как мы предполагаем, поляризация звезды была подвержена влиянию оптического дихроизма пылевых облаков, пересекавших луч зрения (на рис. 3 эти эпизоды выделены горизонтальными отрезками), можно рассчитывать на то, что остальной массив наблюдений представляет собой линейную поляризацию, состоящую только из двух компонент – $\mathbf{P}_{sc}$ и $\mathbf{P}_{is}$. Поскольку параметры межзвездной поляризации WW Vul определены достаточно надежно (см. табл. 2), то, исключив ее из наблюдаемой поляризации, можно найти собственную поляризацию звезды $\mathbf{P}_{sc}$, обусловленную рассеянием в околозвездном диске.

Выполнив эту процедуру для состояний минимального блеска, мы нашли параметры $\mathbf{P}_{sc}$ для этих состояний и с помощью соотношений (1) и (2) вычислили суммарную поляризацию $\mathbf{P}_{is} + \mathbf{P}_{sc}$ (Δm_λ) для всех остальных значений Δm_λ. Сравнение с наблюдениями показало, что полученная зависимость суммарной поляризации от амплитуды ослабления блеска Δm_λ плохо согласуется с наблюдениями. Это видно из рис. 7, на котором приведены значения $\mathbf{P}_{is} + \mathbf{P}_{sc}$, рассчитанные описанным выше способом для полосы V, и наблюдаемая поляризация звезды в этой же полосе.

Анализ расхождений показывает, что они не могут быть обусловлены ошибками в определении величины межзвездной поляризации и сохраняются, даже если принять $\mathbf{P}_{is} = 0$ (на рис. 7 этот случай показан сплошной линией). Их можно устранить, только допустив, что позиционный угол межзвездной поляризации WW Vul отличается примерно на $\pi/2$ от позиционного угла $\mathbf{P}_{is}$, найденного по окрестным звездам. Такое допущение, однако, представляется крайне маловероятным ввиду того, что векторы поляризации звезд в окрестности WW Vul хорошо выстроены (см. табл. П.2), что свидетельствует о регулярной структуре межзвездного магнитного поля в направлении на WW Vul.

Остается предположить, что исключение из анализа двух рассмотренных выше эпизодов оказалось недостаточным, чтобы полностью освободить наблюдаемую поляризацию WW Vul от влияния оптического дихроизма околозвездной пыли, и обусловленная им составляющая поляризации в действительности содержится в рассматриваемом массиве значений $\mathbf{P}_{obs}$.

Обозначим ее через $\mathbf{P}_{al}$ и попытаемся выделить из наблюдаемой поляризации с помощью следующего приема: запишем с учетом (1) выражение для $\mathbf{P}_{obs}$ для двух состояниц блеска звезды – для яркого состояния $(\Delta m_\lambda = 0)$ и для глубокого минимума с амплитудой Δm_λ:

$$\mathbf{P}_{obs}(\Delta m_\lambda = 0) = \mathbf{P}_{is} + \mathbf{P}_{al} + \mathbf{P}_{sc}(\Delta m_\lambda)\cdot 10^{-0,4\Delta m_\lambda}$$

$$\mathbf{P}_{obs}(\Delta m_\lambda) = \mathbf{P}_{is} + \mathbf{P}_{al} + \mathbf{P}_{sc}(\Delta m_\lambda). \qquad (3)$$

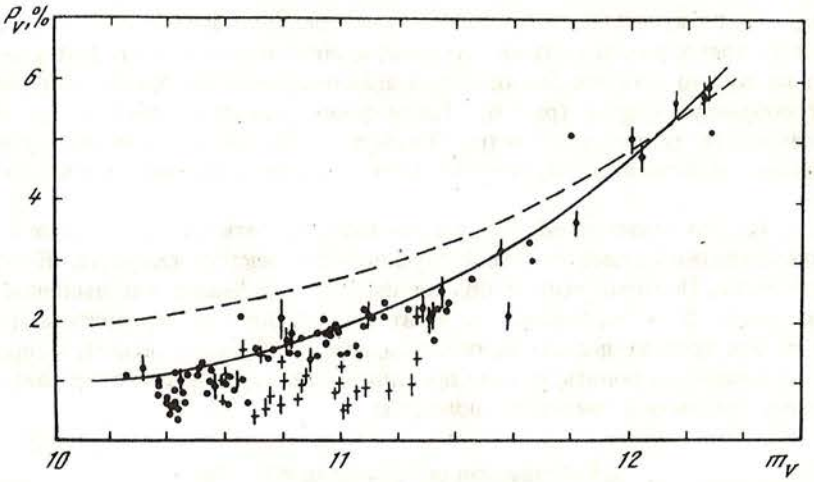


Рис. 7. Зависимость степени поляризации WW Vul от блеска в полосе V по данным [4] и настоящей статьи

Теоретические зависимости получены путем совмещения с наблюдаемой в наиболее глубоких минимумах поляризацией WW Vul теоретических зависимостей, определяемых формулами (1) – сплошная линия и (2) – штриховая

Заметим, что мы предположили здесь постоянство P_{al} в течение всего рассматриваемого интервала времени. Поскольку эта составляющая поляризации определяется суммарным эффектом выстроенных частиц на луче зрения от всей пылевой оболочки, характерные размеры которой составляют десятки астрономических единиц, то такое предположение может быть оправданно в качестве первого приближения.

Рассматривая (3) как систему векторных уравнений относительно $\mathbf{P}_{al}$ и $\mathbf{P}_{sc}$ (Δm_λ), мы можем найти искомые величины. При реализации этого алгоритма в качестве исходных данных использованы параметры поляризации WW Vul в состоянии минимального блеска, наблюдавшиеся в двух наиболее глубоких минимумах 14.08.78 и 22.07.89 (см. табл. П. 1). Средневзвешенные параметры поляризации звезды в ярком состоянии получены путем усреднения параметров P_x и P_y наблюдаемой поляризации для девяти наиболее ярких состояний звезды из табл. П. 1 Приложения и приведены в табл. 1.

Поскольку амплитуды ослабления блеска Δm_λ и параметры поляризации WW Vul в обоих минимумах несколько отличны по величине, выделение составляющей $\mathbf{P}_{al}$ с помощью системы уравнений (3) было выполнено для каждого минимума отдельно. Это позволило, в частности, выяснить, насколько устойчивы полученные параметры поляризации $\mathbf{P}_{al}$ к вариациям исходных данных.

Полученные результаты вместе с параметрами межзвездной поляризации WW Vul, вычисленными по данным табл. П. 2. Приложения, приведены в табл. 2. Анализ формальной погрешности вычислений показывает, что она зависит от точности определения межзвездной поляризации $\mathbf{P}_{is}$, а также от дисперсии параметров средней поляризации WW Vul в ярком состоянии. Согласно табл. 1 и 2, формальная ошибка в определении степени поляризации $\mathbf{P}_{al}$ не превышает 0,15%, а позиционного угла $-5{,}6^\circ$.

Как видно из табл. 2, различия в параметрах поляризации $\mathbf{P}^1_{al}$ и $\mathbf{P}^2_{al}$ весьма незначительны. Кроме того, в каждом из этих двух случаев позиционные углы θ_{al} во всех пяти *UBVRI*-полосах отличаются не более чем на 3σ, где σ – максимальная погреш-

Рис. 8. Зависимости степени поляризации WW Vul от блеска в полосах *U, B, V, R, I*

Теоретические кривые получены с учетом всех трех составляющих линейной поляризации: $\mathbf{P}_{obs}$ $(\Delta m_\lambda) = \mathbf{P}_{is} + \mathbf{P}_{al} + \mathbf{P}_{sc}(\Delta m_\lambda)$ (см. текст)

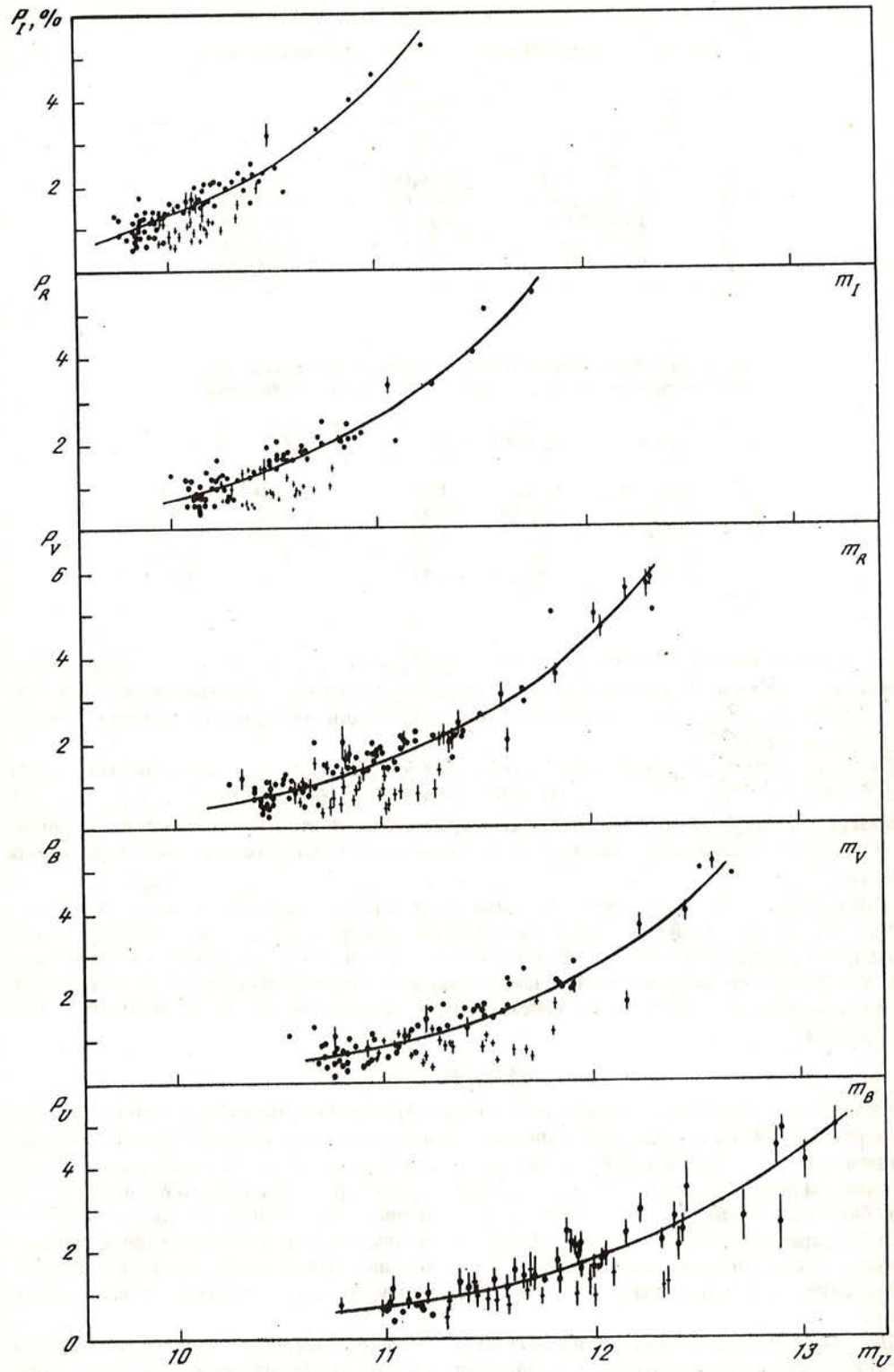

P_I, %
P_R
P_V
P_B
P_U
m_I
m_R
m_V
m_B
m_U
0
2
4
6
10
11
12
13

Таблица 1

Средние значения поляризации WW Vul в ярком состоянии

Ф	$P_{obs}(\Delta m_\lambda = 0)$		
	$\bar{m} \pm \sigma$	$P \pm \sigma\%$	$\bar{\theta} \pm \sigma$
U	$11,^m00 \pm 0,10$	0,76±0,06	157,°9±2,°0
B	10,71±0,08	0,68±0,07	160,9±2,5
V	10,40±0,06	0,80±0,08	159,5±2,7
R	10,10±0,03	0,85±0,06	162,2±2,0
I	9,80±0,03	0,94±0,07	164,5±2,3

Таблица 2

Параметры межзвездной поляризации P_{is} и поляризации P_{al}, обусловленных оптическим дихроизмом пылевой оболочки

Ф	$P_{is} \pm \sigma\%$	$\theta_{is} \pm \sigma$	P^1_{al}, %	θ^1_{al}	P^2_{al}, %	θ^2_{al}
U	1,12±0,10	4,°6±3,°2	1,32	101°,0	1,39	97°,7
B	1,21±0,15	1,1±2,3	1,53	94,6	1,62	91,5
V	1,25±0,11	0,2±5,6	1,73	92,6	1,79	91,4
R	1,18±0,12	2,6±1,4	1,80	92,0	1,74	90,3
I	1,10±0,09	1,7±1,1	2,02	87,1	1,78	87,9

ность θ_{al} (см. выше). Поскольку вычисление $\mathbf{P}_{al}$ для каждой из полос проводилось независимо, указанное обстоятельство подчеркивает тот факт, что найденная для всех пяти полос дополнительная составляющая поляризации обусловлена действием одного и того же механизма.

Согласно табл. 2, составляющие поляризации $\mathbf{P}_{al}$ и $\mathbf{P}_{is}$ почти ортогональны друг другу. Поскольку $\mathbf{P}_{al} > \mathbf{P}_{is}$, то добавление суммарной поляризации $\mathbf{P}_{al} + \mathbf{P}_{is}$ к собственной, обусловленной рассеянием (которая также почти ортогональна $\mathbf{P}_{al}$), должно привести к уменьшению последней, особенно заметному вблизи яркого состояния WW Vul.

Как видно из рис. 8, теоретические зависимости результирующей поляризации $\mathbf{P}_{is} + \mathbf{P}_{al} + \mathbf{P}_{sc}$ от звездной величины значительно лучше согласуются с наблюдениями случая, представленного на рис. 7. (Напомним, что аномальные значения поляризации WW Vul на выходе из минимумов исключены из рассмотрения. На рис. 8 они показаны крестиками, и их положение, действительно, заметно отличается от основного массива данных.)

4. Обсуждение

Прежде чем перейти к анализу механизмов ориентации пылинок в околозвездном пространстве WW Vul, подчеркнем одно важное обстоятельство: согласно табл. П. 1 Приложения и табл. 2, составляющая $\mathbf{P}_{al}$ и поляризация звезды в глубоких минимумах почти ортогональны друг другу. Как отмечалось в разд. 2, вектор поляризации WW Vul в минимумах блеска совпадает с осью симметрии околозвездного пылевого диска. Поэтому если несферические пылинки в диске выстроены так же, как и в межзвездной среде, — малыми осями вдоль магнитного поля, то из условия ортогональности двух поляризаций следует, что магнитные силовые линии совпадают с экваториальной плоскостью диска.

Подобная конфигурация магнитного поля вполне естественна для околозвездных дисков, в которых в результате дифференциального вращения магнитное поле должно иметь тороидальную компоненту [23]. Следовательно, наше исходное допущение

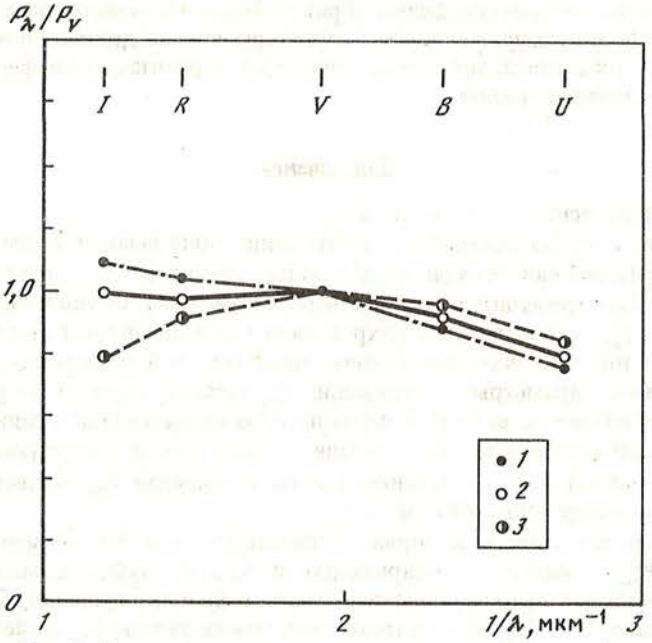


Рис. 9. Волновые зависимости поляризации P_{al}^1 (*1*) и P_{al}^2 (*2*) по данным табл. 2 и средняя волновая зависимость межзвездной поляризации [24] (*3*)

о том, что линейная поляризация WW Vul подвержена влиянию оптического дихроизма околозвездной пыли, представляется вполне разумным.

Дополнительным аргументом в пользу того, что составляющая поляризации P_{al} обусловлена ориентированными пылинками, является волновая зависимость $P_{al}(\lambda)$, представленная на рис. 9. Она отличается от средней волновой зависимости межзвездной поляризации [24] и свидетельствует о том, что околозвездная пыль вокруг WW Vul в среднем крупнее межзвездных пылинок. На это же указывают и результаты модельных расчетов [21].

Согласно [25], в условиях молодых звезд несферические пылинки могут быть выстроены потоками звездного ветра. Характерное время этого процесса

$$\tau_{or} \simeq I_0/(5N_a M_d^2 v^3 a^4), \qquad (4)$$

где N_a и v – концентрация атомов и скорость их движения, M_d и a – масса и радиус пылинок, I_0 – их угловой момент.

Столкновения с атомами в присутствии магнитного поля могут привести к выстраиванию несферических пылинок, аналогичному тому, которое имеет место в механизме Дэвиса–Гринстейна. Для этого необходимо [25], чтобы время прецессии пылинки в магнитном поле $\tau_p \simeq 2\pi I_0/\mu B$, где μ – магнитный момент пылинки, B – напряженность магнитного поля, было много меньше характерного времени ориентации, определяемого соотношением (4). Оценки показывают, что данное условие выполнимо. Например, на расстоянии 10 а. е. от звезды при темпе истечения $M = 10^{-8}\ M_\odot$/год и скорости движения $v = 10^6$ см/с концентрация атомов в звездном ветре порядка $N_a \simeq 10^6$ см$^{-3}$. Полагая в (4) размер частиц $a = 10^{-5}$ см, плотность $\rho = 1$ г/см^3 и $I_0 = 10^{-18}$ эрг·с, получаем при $B = 10^{-3}$ Гс характерное время ориентации $\tau_{or} \simeq 10^5$ с.

С другой стороны, время прецессии диэлектрической пылинки с примесью железа ($\mu \simeq I_0$ [25]) $\tau_p \simeq 6\times10^3$ с. Мы видим, таким образом, что условие $\tau_p \ll \tau_{or}$ выполняется и, следовательно, ориентация ансамбля несферических пылинок должна быть

такой же, как и в механизме Дэвиса–Гринстейна, – малыми осями вдоль магнитных силовых линий. К аналогичному выводу приводит анализ другого потенциально важного в условиях околозвездной среды механизма ориентации несферических частиц под действием излучения звезды.

Заключение

Приведем кратко основные результаты.

1. Проведенный анализ синхронных наблюдений поляризации и блеска WW Vul показывает, что собственная поляризация звезды состоит из двух составляющих, одна из которых – $\mathbf{P_{sc}}$ определяется рассеянным излучением околозвездного пылевого диска, вторая – $\mathbf{P_{al}}$ – оптическим дихроизмом околозвездной пыли на луче зрения.

2. Вследствие того что рассеянный свет образуется в большом объеме околозвездного пространства, параметры поляризации $\mathbf{P_{sc}}$ характеризуются определенной стабильностью. Увеличение ее вклада в наблюдаемую поляризацию в минимумах блеска обусловлено ослаблением прямого излучения звезды при экранировании ее пылевыми облаками. В моменты глубоких минимумов составляющая $\mathbf{P_{sc}}$ является доминирующим источником поляризации WW Vul.

3. Мы не получили данных, которые свидетельствовали бы о значительном вкладе составляющей $\mathbf{P_{al}}$ в линейную поляризацию звезды в глубоких минимумах, когда луч зрения пересекают наиболее плотные части пылевых сгущений. Однако ее влияние на поляризацию WW Vul вблизи яркого состояния звезды не является пренебрежимо малым.

4. Выстраивание несферических пылинок в околозвездном пространстве WW Vul может происходить в результате взаимодействия с частицами пыли потоков газа и излучения звезды в присутствии магнитного поля, определяющего направление прецессии магнитных моментов пылинок. В этом случае из сравнения позиционного угла поляризации WW Vul в глубоких минимумах с позиционным углом $\mathbf{P_{al}}$ (первый из которых указывает положение оси симметрии околозвездного пылевого диска, а второй – направление магнитного поля) следует, что магнитное поле в диске близко к тороидальному.

5. Особый интерес представляют два эпизода с аномальным проведением линейной поляризации на выходе из глубоких минимумов WW Vul. Асимметричная структура этих минимумов указывает на то, что в обоих эпизодах пылевые облака, пересекавшие луч зрения, имели кометообразную форму, обусловленную, по-видимому, движением облаков сквозь околозвездную среду. Рассмотрение двух возможных причин аномального поведения поляризации звезды: а) влияния излучения, рассеянного пылевым облаком в моменты его наибольшего сближения со звездой, и б) оптического дихроизма пыли в хвостовой части облака – показало, что первая из них менее вероятна, хотя и не может быть исключена полностью.

Выражаем искреннюю благодарность Н.В. Вощинникову, В.И. Ильину и Н.М. Шаховскому за критические замечания и полезные обсуждения.

Декабрь, 1990 г.

Приложение

Таблица П. 1

Фотометрия и поляриметрия WW Vul

JD 2440000 +	Ф	*m*	*P*, %	σ	θ° ϑ	σ ϑ°	*N*	Условия
1	2	3	4	5	6	7	8	9
6645,49	*U*	10,99	0,75	0,16	162,5	6,0	8	
	B	10,70	0,65	0,06	160,0	2,8		
	V	10,40	0,70	0,09	155,0	3,5		
	R	10,11	0,79	0,04	157,7	1,3		
	I	9,81	0,86	0,06	158,1	1,9		
6654,43	*U*	10,93					8	
	B	10,67	0,49	0,08	163,4	4,7		
	V	10,37	0,72	0,09	167,0	3,4		
	R	10,06	0,62	0,08	163,1	3,6		
	I	9,73	0,86	0,07	165,4	2,4		
6657,34	*U*	11,02					8	
	B	10,71	0,40	0,10	167,0	6,9		
	V	10,41	0,49	0,07	165,2	3,8		
	R	10,10	0,77	0,06	164,6	2,1		
	I	9,80	0,93	0,09	160,8	2,7		
6658,42	*U*	10,99	0,68	0,19	162,7	7,6	8	2
	B	10,77	0,53	0,07	158,0	3,4		
	V	10,41	0,39	0,10	151,9	6,9		
	R	10,11	0,85	0,09	160,1	3,1		
	I	9,81	0,85	0,09	156,4	3,0		
6659,33	*U*	11,01	0,87	0,20	151,5	6,6	8	
	B	10,71	0,41	0,09	164,3	5,8		
	V	10,40	0,62	0,11	159,4	5,0		
	R	10,10	0,59	0,06	160,8	2,7		
	I	9,77	0,76	0,11	166,0	4,2		
6666,34	*U*	11,07					8	
	B	10,75	0,20	0,05	161,7	6,9		
	V	10,44	0,49	0,12	146,1	6,6		
	R	10,12	0,46	0,05	150,4	3,0		
	I	9,8	0,52	0,08	158,9	4,4		
6670,34	*U*	11,05					8	
	B	10,75						
	V	10,44	0,32	0,09	153,3	8,1		
	R	10,12	0,46	0,05	149,3	2,8		
	I	9,82	0,78	0,10	158,0	3,5		
6674,34	*U*	11,09					8	
	B	10,81	0,32	0,07	147,6	6,3		
	V	10,47						
	R	10,12	0,51	0,08	152,4	4,3		
	I	9,82	0,62	0,14	159,2	6,6		
6679,43	*U*	11,07	0,65	0,17	171,4	7,3	8	2
	B	10,79	0,46	0,11	163,2	6,5		
	V	10,46						
	R	10,11	0,58	0,12	162,0	5,6		
	I	9,83	1,07	0,19	159,8	5,0		
6690,24	*U*	11,17	0,72	0,16	4,9	6,3	8	2
	B	10,89	0,42	0,12	171,2	7,9		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	V	10,54						
	R	10,19	0,61	0,06	160,8	3,0		
	I	9,87	0,58	0,07	174,0	3,4		
6692,27	*U*	11,21	0,57	0,17	171,2	8,4	4	
	B	10,91	0,50	0,09	176,7	5,3		
	V	10,57						
	R	10,25	0,72	0,12	169,5	4,6		
	I	9,95	0,67	0,17	167,1	7,2		
6703,20	*U*	11,14	0,82	0,16	153,7	5,7	8	2
	B	10,81	0,52	0,07	161,4	3,6		
	V	10,46	0,75	0,11	158,8	4,1		
	R	10,14	0,61	0,06	167,3	2,6		
	I	9,81	0,71	0,06	169,2	2,3		
6751,17	*U*	11,03	0,42	0,12	164,5	7,8	8	
	B	10,75	0,50	0,07	171,6	4,0		
	V	10,43	0,60	0,08	167,5	3,8		
	R	10,13	0,81	0,06	165,1	2,1		
	I	9,83	0,78	0,07	164,2	2,5		
6752,16	*U*	11,09					8	
	B	10,79	0,77	0,07	169,9	2,7		
	V	10,46	0,60	0,11	172,1	5,2		
	R	10,14	0,82	0,05	172,2	1,9		
	I	9,83	0,96	0,08	167,5	2,3		
6910.53	*U*	11,14	1,04	0,13	168,4	3,7	8	
	B	10,82	1,08	0,06	165,9	1,6		
	V	10,47	1,07	0,09	163,2	2,4		
	R	10,15	1,37	0,07	166,6	1,5		
	I	9,86	1,38	0,09	163,2	1,9		
6921,47	*U*	10,97					8	2
	B	10,65	1,37	0,16	163,2	2,7		
	V	10,31	1,19	0,27	170,2	6,3		
	R	9,98	1,28	0,10	167,8	1,4		
	I	9,71	1,31	0,15	167,7	3,2		
6929,49	*U*	10,98	0,73	0,21	151,5	8,0	8	
	B	10,69	0,92	0,10	165,9	3,2		
	V	10,37	0,95	0,12	168,7	2,7		
	R	10,07	1,01	0,07	165,7	1,3		
	I	9,80	1,15	0,10	169,0	2,4		
6930,51	*U*	11,01	1,20	0,31	170,6	6,3	4	
	B	10,70	0,96	0,14	168,7	3,9		
	V	10,37	0,92	0,19	158,4	4,8		
	R	10,08	1,17	0,12	164,9	2,8		
	I	9,82	1,33	0,18	163,9	3,8		
6913,46	*U*	11,05					8	
	B	10,75	0,76	0,13	161,8	3,8		
	V	10,43	0,82	0,19	143.5	6,3		
	R	10,12	1,05	0,08	163,4	1,9		
	I	9,85	1,24	0,12	174,0	2,7		
6934,51	*U*	11,16	0,78	0,17	150,6	6,9	8	2
	B	10,81	0,73	0,11	160,5	4,3		
	V	10,51	1,11	0,12	164,2	3,1		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	R	10,19	1,21	0,09	165,8	2,1		
	I	9,89	1,13	0,10	165,8	1,8		
6937,48	*U*	11,50	1,42	0,26	154,4	5,1	10	2
	B	11,12	1,28	0,11	165,7	2,0		
	V	10,71	1,52	0,13	166,7	2,3		
	R	10,36	1,25	0,09	165,7	2,0		
	I	10,02	1,57	0,14	170,3	2,6		
6942,47	*U*	11,10	0,92	0,23	153,6	7,1	8	2
	B	10,76	0,86	0,11	156,2	2,1		
	V	10,43	1,12	0,17	155,9	4,4		
	R	10,12	0,84	0,10	162,1	3,0		
	I	9,84	1,21	0,12	167,4	2,8		
6944,48	*U*	11,34	1,37	0,32	153,0	6,5	8	2
	B	10,93	1,20	0,11	156,2	2,3		
	V	10,55	0,97	0,19	160,9	5,6		
	R	10,23	1,29	0,13	157,9	2,8		
	I	9,90	1,42	0,17	160,6	3,4		
6952,48	*U*	11,64	1,50	0,30	163,6	5,7	8	2
	B	11,25	1,30	0,16	167,7	3,5		
	V	10,86	1,70	0,16	160,0	2,1		
	R	10,49	1,70	0,10	167,6	1,3		
	I	10,16	1,63	0,16	170,3	2,4		
6956,48	*U*	11,19	1,09	0,25	160,0	6,4	8	
	B	10,85	0,91	0,11	165,0	3,3		
	V	10,51	1,19	0,15	157,1	3,6		
	R	10,18	1,22	0,08	163,4	1,4		
	I	9,90	1,15	0,12	169,1	2,9		
6957,47	*U*	11,26					6	2
	B	10,91	0,85	0,20	164,2	4,6		
	V	10,57	0,87	0,26	157,2	6,3		
	R	10,23	1,29	0,12	159,4	2,7		
	I	9,95	1,31	0,17	160,8	2,2		
6958,50	*U*	11,60					6	2
	B	11,19	1,55	0,38	155,2	6,8		
	V	10,80	2,04	0,39	165,5	3,7		
	R	10,43	1,46	0,27	157,5	5,2		
	I	10,10	1,59	0,24	172,5	4,3		
6960,43	*U*	11,12					12	1
	B	10,75	1,15	0,23	161,7	5,1		
	V	10,44	0,96	0,23	155,4	6,0		
	R	10,18	1,01	0,13	169,3	2,9		
	I	9,94	1,27	0,20	165,2	4,6		
6961,46	*U*	11,28					10	2
	B	10,94	1,07	0,15	162,1	3,4		
	V	10,57	0,84	0,21	154,3	6,6		
	R	10,25	1,23	0,10	162,2	2,2		
	I	9,98	1,61	0,17	165,3	3,0		
6971,40	*U*	11,56	1,22	0,29	153,6	6,7	10	
	B	11,15	1,37	0,15	158,8	3,0		
	V	10,75	1,36	0,15	162,7	2,7		
	R	10,38	1,38	0,08	163,5	1,5		
	I	10,05	1,38	0,15	165,2	3,0		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
6975,47	*U*	12,04	1,98	0,31	167,7	4,4	12	2
	B	11,57	2,48	0,13	167,7	1,3		
	V	11,09	2,09	0,17	169,9	2,4		
	R	10,69	2,12	0,10	167,5	1,1		
	I	10,31	2,29	0,19	166,9	2,3		
6976,46	*U*	12,14	2,48	0,28	161,8	3,1	12	1
	B	11,65	2,73	0,14	164,2	1,5		
	V	11,15	2,09	0,22	164,5	3,0		
	R	10,71	2,04	0,10	166,3	1,3		
	I	10,28	2,09	0,15	165,4	2,0		
6977,47	*U*	11,69	1,47	0,47	139,3	8,9	4	
	B	11,27	1,88	0,16	156,9	1,8		
	V	10,83	1,77	0,22	160,5	1,7		
	R	10,45	1,62	0,12	160,4	1,9		
	I	10,09	1,72	0,22	164,0	3,6		
6978,45	*U*	11,88	2,30	0,28	159,4	3,4	6	
	B	11,41	1,74	0,13	162,4	2,0		
	V	10,95	1,62	0,17	162,3	3,0		
	R	10,53	1,78	0,12	164,4	1,7		
	I	10,15	1,60	0,17	168,6	3,0		
6980,43	*U*	11,85	2,54	0,28	155,9	3,2	14	2
	B	11,37	1,81	0,15	162,6	2,4		
	V	10,92	1,75	0,18	166,3	3,0		
	R	10,49	1,78	0,09	164,1	1,4		
	I	10,12	1,67	0,11	164,5	1,9		
6981,42	*U*	11,81	1,42	0,37	161,9	7,2	12	
	B	11,35	1,59	0,12	164,4	1,8		
	V	10,92	1,40	0,16	163,0	3,2		
	R	10,52	1,71	0,08	169,0	1,3		
	I	10,12	1,48	0,10	161,4	2,0		
6997,47	*U*	11,28					12	3
	B	10,92	0,55	0,12	157,2	6,2		
	V	10,54	0,74	0,14	158,1	5,5		
	R	10,20	0,98	0,09	164,6	2,6		
	I	9,86	0,94	0,14	167,8	4,3		
7002,47	*U*	11,46					12	
	B	11,06	0,88	0,08	162,6	2,5		
	V	10,66	1,00	0,10	160,5	3,0		
	R	10,30	1,18	0,08	161,9	2,0		
	I	9,96	1,36	0,08	166,9	1,7		
7003,42	*U*	11,91	2,25	0,25	162,2	3,1	12	
	B	11,45	1,76	0,13	168,5	2,2		
	V	10,94	2,02	0,17	167,8	2,3		
	R	10,54	1,85	0,09	164,7	1,3		
	I	10,15	2,96	0,15	170,7	2,0		
7007,43	*U*	12,37	2,90	0,32	166,2	3,2	12	1
	B	11,83	2,28	0,14	162,0	1,8		
	V	11,33	2,20	0,19	161,7	2,4		
	R	10,84	2,14	0,09	161,2	0,8		
	I	10,38	2,27	0,12	163,7	1,5		
7008,38	*U*	11,90	1,93	0,25	165,8	2,8	12	1

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	B	11,43	1,83	0,11	157,8	1,5		
	V	10,96	1,83	0,15	163,7	2,2		
	R	10,54	1,66	0,07	160,8	1,2		
	I	10,14	1,92	0,13	163,7	1,9		
7012,42	*U*	11,91	1,64	0,21	159,8	3,3	8	
	B	11,46	1,59	0,12	160,0	2,1		
	V	10,99	1,79	0,15	159,4	2,4		
	R	10,57	1,67	0,09	160,0	1,6		
	I	10,18	2,07	0,10	165,0	1,1		
7013,44	*U*	11,74	1,39	0,13	155,3	2,5	12	
	B	11,29	1,37	0,06	158,8	1,2		
	V	10,85	1,44	0,11	160,5	2,3		
	R	10,46	1,55	0,06	159,0	1,1		
	I	10,09	1,51	0,08	163,6	1,5		
7014,42	*U*	12,02	1,90	0,22	159,5	3,2	16	
	B	11,57	1,84	0,08	161,0	1,1		
	V	11,08	1,91	0,11	158,0	1,4		
	R	10,63	1,87	0,07	161,5	0,9		
	I	10,25	1,94	0,09	161,5	1,3		
7018,44	*U*	12,43	3,57	0,61	166,5	4,3	14	1
	B	11,89	2,35	0,22	166,0	2,4		
	V	11,32	2,13	0,26	165,8	3,0		
	R	10,83	2,48	0,14	168,0	1,6		
	I	10,43	2,31	0,15	167,0	1,9		
7022,29	*U*	13,15	5,02	0,41	169,1	2,3	7	
	B	12,65	4,96	0,19	171,2	1,1		
	V	12,03	4,73	0,28	168,8	1,7		
	R	11,43	4,15	0,17	168,9	1,2		
	I	10,85	3,98	0,18	167,6	1,3		
7023,28	*U*	13,00	4,20	0,44	168,9	3,0	7	
	B	12,43	4,09	0,22	173,2	1,5		
	V	11,81	3,64	0,24	169,6	1,6		
	R	11,24	3,41	0,11	168,1	0,8		
	I	10,69	3,29	0,15	169,3	1,3		
7026,27	*U*	12,41	2,59	0,34	167,4	3,7	8	
	B	11,88	2,24	0,13	169,7	0,9		
	V	11,32	1,70	0,17	167,1	2,4		
	R	10,82	1,94	0,08	171,4	1,2		
	I	10,34	1,88	0,14	171,2	2,1		
7027,28	*U*	12,70	2,91	0,60	171,6	5,8	8	2
	B	12,15	1,95	0,23	170,7	3,4		
	V	11,58	2,10	0,27	177,9	3,7		
	R	11,07	2,10	0,17	171,6	2,3		
	I	10,53	1,86	0,15	170,9	1,6		
7032,43	*U*	11,97	1,38	0,38	164,4	7,8	8	
	B	11,47	1,15	0,11	159,8	2,4		
	V	10,99	0,95	0,18	143,7	5,4		
	R	10,54	1,24	0,11	158,5	2,6		
	I	10,14	1,29	0,17	165,8	3,7		
7033,44	*U*	12,34	1,35	0,36	157,8	7,4		
	B	11,80	1,88	0,14	163,8	2,2		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	V	11,26	1,39	0,17	161,9	2,8		
	R	10,76	1,45	0,11	162,7	2,1		
	I	10,31	1,57	0,14	169,6	2,5		
7034,41	*U*	12,32	1,23	0,33	171,5	7,5	8	
	B	11,79	1,23	0,13	163,2	3,1		
	V	11,24	0,94	0,22	178,2	6,5		
	R	10,75	1,06	0,11	166,6	2,8		
	I	10,30	1,23	0,14	166,4	3,3		
7038,41	*U*	12,28					8	
	B	11,69	0,65	0,13	137,6	5,4		
	V	11,16	0,85	0,19	139,0	6,2		
	R	10,67	0,95	0,09	149,9	2,5		
	I	10,23	0,96	0,12	157,7	3,0		
7039,41	*U*	12,09					8	
	B	11,56	0,78	0,12	138,1	3,7		
	V	11,05	0,82	0,15	149,6	5,2		
	R	10,62	1,06	0,08	149,8	1,8		
	I	10,19	1,16	0,11	157,6	2,2		
7040,41	*U*	11,99	1,01	0,27	150,0	7,4	12	
	B	11,50	0,93	0,11	141,1	3,3		
	V	11,00	1,26	0,13	144,5	2,9		
	R	10,57	1,10	0,08	148,9	2,0		
	I	10,15	1,00	0,08	151,6	2,3		
7041,38	*U*	12,02					8	
	B	11,52	0,54	0,09	150,2	4,9		
	V	11,01	0,48	0,16	152,9	9,2		
	R	10,58	0,82	0,07	160,9	2,1		
	I	10,54	1,05	0,12	164.2	3,3		
7042,40	*U*	11,86					8	
	B	11,40						
	V	10,92						
	R	10,50	0,74	0,08	165,0	2,6		
	I	10,10	0,90	0,13	166,2	4,1		
7044,44	*U*	12,03					12	
	B	11,53						
	V	11,02	0,60	0,16	140,8	7,3		
	R	10,57	0,48	0,07	151,2	3,9		
	I	10,13	0,69	0,09	158,5	3,0		
7047,44	*U*	11,68	1,63	0,42	117,3	6,6	8	
	B	11,25	1,25	0,13	103,4	2,3		
	V	10,80	1,00	0,16	109,3	4,2		
	R	10,38	0,54	0,08	119,4	3,4		
	I	10,01	0,55	0,11	133,8	2,7		
7052,31	*U*	11,59					5	
	B	11,18	0,48	0,12	116,9	7,0		
	V	10,74	0,53	0,17	152,4	9,0		
	R	10,35	0,53	0,09	145,7	4,9		
	I	9,98	0,78	0,19	161,4	7,0		
7053,39	*U*	11,67	1,13	0,23	125,5	3,7	8	
	B	11,22	0,39	0,10	128,8	6,0		
	V	10,79	0,59	0,19	131,3	8,9		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	R	10,37	0,63	0,08	146,5	2,0		
	I	10,03	0,80	0,13	155,6	4,6		
7054,38	*U*	11,62					8	
	B	11,18	0,63	0,14	127,6	6,1		
	V	10,75	0,72	0,21	121,2	8,3		
	R	10,35	0,64	0,10	146,5	4,3		
	I	10,01	0,96	0,11	149,9	3,0		
7057,36	*U*	11,51	0,91	0,26	122,5	8,1	8	
	B	11,12	0,67	0,09	108,8	3,5		
	V	10,70	0,38	0,13	129,4	8,5		
	R	10,32	0,63	0,07	137,9	3,0		
	I	9,98	0,57	0,09	147,6	2,9		
7063,39	*U*	11,90	1,03	0,31	130,8	8,5	8	
	B	11,45	0,88	0,15	124,8	4,8		
	V	10,98	0,81	0,13	124,4	3,5		
	R	10,58	0,92	0,10	140,5	3,0		
	I	10,16	0,87	0,12	145,2	3,4		
7071,31	*U*	12,11					12	
	B	11,60	0,79	0,15	137,0	5,3		
	V	11,08	0,89	0,20	139,1	6,3		
	R	10,60	0,88	0,10	148,8	3,2		
	I	10,17	1,14	0,12	156,0	3,0		
7073,36	*U*	11,61					8	
	B	11,28	0,89	0,14	126,8	4,4		
	V	10,88	1,09	0,17	122,7	4,0		
	R	10,46	0,90	0,09	131,0	2,3		
	I	10,09	0,68	0,11	139,4	4,7		
7081,29	*U*	12,12					5	
	B	11,63						
	V	11,11						
	R	10,64						
	I	10,25						
7082,20	*U*	11,75					5	
	B	11,31	0,87	0,18	124,0	5,7		
	V	10,86	0,93	0,15	133,6	4,6		
	R	10,46	0,83	0,12	146,3	4,0		
	I	10,08	1,14	0,14	151,5	3,4		
7084,23	*U*	11,73	1,00	0,20	136,7	5,8	8	
	B	11,30	0,96	0,09	128,9	1,8		
	V	10,85	0,71	0,12	140,0	4,3		
	R	10,44	0,87	0,07	145,9	1,5		
	I	10,07	1,04	0,10	151,2	2,1		
7091,30	*U*	11,27					12	
	B	10,96	0,58	0,07	143,0	3,1		
	V	10,60	0,66	0,13	151,4	5,4		
	R	10,23	0,72	0,07	152,6	2,7		
	I	9,93	0,65	0,10	159,3	4,4		
7127,16	*U*	11,38	1,22	0,34	152,7	7,8	8	2
	B	11,01	0,65	0,10	142,9	4,3		
	V	10,61	0,55	0,17	152,2	8,8		
	R	10,24	0,97	0,08	153,5	2;3		
	I	9,88	0,82	0,18	160,3	5,9		

Таблица П 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7129,15	*U*	11,49					8	2
	B	11,05	0,76	0,13	142,6	4,9		
	V	10,63	0,81	0,12	140,1	4,1		
	R	10,26	0,80	0,07	148,8	2,4		
	I	9,91	0,79	0,13	156,9	4,8		
7155,15	*U*	12,88	2,72	0,66	173,8	6,9	8	2
	B	12,21	3,76	0,28	166,2	2,1		
	V	11,55	3,17	0,30	164,7	2,7		
	R	11,03	3,37	0,23	164,0	1,9		
	I	10,45	3,15	0,28	166,2	2,5		
7163,16	*U*	11,89					6	3
	B	11,38	1,36	0,25	145,5	4,2		
	V	10,90	1,35	0,22	154,2	4,4		
	R	10,49	1,44	0,14	153,7	2,2		
	I	10,06	1,65	0,22	161,6	3,8		
7168,16	*U*	11,53					8	2
	B	11,07	1,13	0,20	142,5	5,0		
	V	10,61	1,05	0,21	143,4	5,6		
	R	10,20	1,61	0,13	148,8	1,7		
	I	9,83	1,73	0,18	154,2	2,5		
7283,49	*U*	11,63					8	
	B	11,19	0,72	0,13	141,6	5,0		
	V	10,76	0,71	0,16	123,8	6,5		
	R	10,39	0,48	0,08	142,6	4,1		
	I	10,00	0,65	0,11	158,2	4,5		
7286,48	*U*	13,00	3,12	0,39	169,1	2,5	12	
	B	12,43	2,89	0,15	169,3	1,3		
	V	11,80	2,14	0,22	170,9	3,0		
	R	11,24	1,80	0,09	170,1	1,3		
	I	10,70	1,73	0,13	166,3	1,5		
7300,45	*U*	11,06					2	
	B	10,77	1,12	0,20	155,1	5,2		
	V	10,45						
	R	10,13	1,01	0,24	164,4	5,7		
	I	9,85	0,97	0,21	154,6	5,6		
7301,45	*U*	11,12					8	
	B	10,82	0,78	0,12	157,4	4,4		
	V	10,48	0,73	0,14	155,6	5,2		
	R	10,16	0,88	0,11	156,0	3,6		
	I	9,86	1,23	0,12	159,7	2,8		
7302,45	*U*	11,18	1,39	0,24	154,6	4,4	8	
	B	10,86	0,88	0,12	153,4	3,8		
	V	10,51	0,91	0,14	151,7	4,3		
	R	10,19	0,92	0,07	153,0	2,2		
	I	9,88	1,18	0,12	161,7	2,8		
7303,44	*U*	11,20					8	
	B	10,87	0,67	0,13	152,3	5,3		
	V	10,54	0,71	0,16	146,1	5,9		
	R	10,19	0,79	0,11	156,4	3,9		
	I	9,90	1,10	0,11	163,2	2,8		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7304,45	*U*	11,12	0,90	0,24	149,8	6,5	8	
	B	10,82	0,93	0,16	154,5	4,8		
	V	10,48	0,62	0,16	155,2	7,2		
	R	10,15	0,87	0,08	159,2	2,4		
	I	9,86	0,92	0,14	165,4	4,5		
7310,50	*U*	11,43					6	
	B	11,07	0,58	0,10	148,0	4,4		
	V	10,67	0,77	0,14	156,3	4,6		
	R	10,29	0,74	0,08	154,3	3,1		
	I							
7323,39	*U*	11,22	0,85	0,21	151,8	6,9	8	
	B	10,90	0,65	0,10	152,0	4,4		
	V	10,55	0,88	0,14	152,1	4,5		
	R	10,20	0,76	0,08	153,2	2,9		
	I	9,88	1,04	0,13	162,0	3,5		
7324,40	*U*	11,20					8	
	B	10,86	0,81	0,12	166,4	4,3		
	V	10,50	0,48	0,15	156,0	8,6		
	R	10,14	0,98	0,08	159,0	2,7		
	I	9,80	1,16	0,11	158,9	2,7		
7325,42	*U*	11,34	0,65	0,19	155,5	7,8		
	B	10,99	0,79	0,11	154,4	3,8		
	V	10,62	0,77	0,13	153,9	5,0		
	R	10,26	0,94	0,07	161,3	1,9		
	I	9,92	1,20	0,10	160,5	2,2		
7329,44	*U*	11,48	0,96	0,21	163,1	6,1	8	
	B	11,09	0,84	0,10	160,6	3,4		
	V	10,69	1,03	0,15	164,8	4,2		
	R	10,33	1,01	0,08	165,3	1,8		
	I	9,96	1,32	0,09	162,4	1,8		
7347,45	*U*	11,14					8	
	B	10,82	0,39	0,10	2,5	7,4		
	V	10,47	0,54	0,11	177,6	5,9		
	R	10,14	0,78	0,09	170,2	3,1		
	I	9,84	0,73	0,11	174,0	4,2		
7362,37	*U*	11,12	0,47	0,14	165,2	7,9	12	
	B	10,79	0,51	0,07	164,6	3,7		
	V	10,44	0,54	0,10	166,6	5,1		
	R							
	I							
7370,32	*U*						12	
	B	10,96	0,73	0,09	155,5	3,6		
	V	10,58	0,68	0,11	172,8	4,4		
	R							
	I							
7371,33	*U*						12	
	B		0,83	0,11	176,3	4,0		
	V	10,60	0,74	0,16	162,0	5,9		
	R		0,72	0,17	158,3	6,6		
	I		1,00	0,27	170,3	7,4		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7379,41	*U*	11,25					12	
	B	10,91	0,49	0,07	161,1	4,1		
	V	10,57	0,42	0,10	160,8	7,2		
	R	10,22	0,78	0,07	163,3	2,6		
	I	9,88	0,81	0,11	168,3	3,8		
7385,40	*U*	11,66	1,09	0,25	150,0	6,4	12	2
	B	11,25	0,96	0,12	158,3	3,6		
	V	10,87	0,94	0,17	165,7	5,2		
	R	10,48	0,97	0,08	163,8	2,3		
	I	10,13	1,16	0,11	166,2	2,7		
7386,38	*U*	11,46					12	
	B	11,06	0,68	0,09	171,8	3,8		
	V	10,68	0,71	0,13	175,0	5,2		
	R	10,34	1,18	0,07	169,8	1,8		
	I	10,03	1,27	0,09	170,5	1,8		
7387,37	*U*	11,84	1,05	0,24	169,2	6,4	12	
	B	11,43	1,15	0,12	169,2	2,5		
	V	11,01	1,54	0,17	170,8	3,2		
	R	10,64	1,45	0,11	170,3	2,1		
	I	10,26	1,46	0,11	170,4	2,2		
7388,44	*U*	11,83					12	
	B	11,40	1,22	0,14	175,1	3,2		
	V	10,96	1,37	0,21	163,2	4,3		
	R	10,56	1,35	0,09	172,8	2,0		
	I	10,18	1,29	0,14	171.6	3,0		
7390,37	*U*	11,87	1,46	0,26	158,3	5,1	12	
	B	11,44	1,45	0,08	168,9	1,6		
	V	10,98	1,39	0,13	163,8	2,6		
	R	10,59	1,54	0,06	165,9	1,0		
	I	10,19	1,65	0,08	167,4	1,4		
7391,41	*U*	11,80	1,52	0,23	161,2	4,4	12	
	B	11,37	1,50	0,08	165,9	1,5		
	V	10,92	1,53	0,11	166,7	2,1		
	R	10,54	1,56	0,08	162,4	1,5		
	I	10,15	1,52	0,08	166,5	1,5		
7434,35	*U*	11,16	1,41	0,18	163,4	3,5	8	
	B	10,83	1,05	0,08	162,1	2,2		
	V	10,49	1,48	0,11	164,5	1,9		
	R	10,18	1,30	0,08	165,2	1,8		
	I	9,90	1,60	0,11	164,0	2,0		
7435,34	*U*	11,18	1,16	0,16	155,7	4,0	8	
	B	10,83	1,24	0,07	165,1	1,5		
	V	10,50	1,10	0,09	161,3	2,3		
	R	10,20	1,41	0,07	165,2	1,5		
	I	9,92	1,51	0,10	166,5	1,9		
7436,30	*U*	11,19	1,14	0,15	162,8	3,7	8	
	B	10,84	1,29	0,09	163,1	1,9		
	V	10,50	1,43	0,11	167,7	2,2		
	R	10,19	1,66	0,09	164,3	1,6		
	I	9,90	1,66	0,12	164.9	2,0		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7471,18	*U*	10,84	0,96	0,23	145,5	6,9	5	1
	B	10,56	1,20	0,10	162,9	2,4		
	V	10,27	1,11	0,11	161,6	2,9		
	R	9,98	1,37	0,10	163,2	2,2		
	I	9,72	1,26	0,10	160,4	2,3		
7479,20	*U*	11,50	1,55	0,23	162,1	3,8	5	
	B	11,14	1,57	0,10	168,5	1,8		
	V	10,78	1,64	0,14	163,3	2,4		
	R	10,45	1,77	0,10	167,2	1,6		
	I	10,11	1,70	0,14	169,6	2,3		
7620,54	*U*	10,77	0,81	0,20	148,8	7,1	5	
	B	10,53	1,15	0,11	152,3	2,7		
	V	10,25	1,08	0,05	156,7	1,4		
	R	10,05	1,18	0,06	159,7	1,4		
	I	9,73	1,20	0,08	167,6	1,9		
7715,44	*U*	12,31	2,33	0,25	160,4	3,0	5	
	B	11,82	2,37	0,16	161,0	1,9		
	V	11,28	2,22	0,25	159,6	3,2		
	R	10,80	2,12	0,04	163,2	0,6		
	I	10,34	2,16	0,15	167,1	2,0		
7394,40	*U*	11,45	0,80	0,20	159,1	7,2	8	
	B	11,05	0,94	0,09	162,6	2,5		
	V	10,67	1,13	0,17	163,3	4,2		
	R	10,31	1,21	0,07	160,9	1,5		
	I	9,98	1,19	0,11	163,9	2,1		
7405,44	*U*	11,37	2,52	0,67	168,2	7,4	8	1
	B	11,02	0,85	0,18	166,5	7,2		
	V	10,57	0,91	0,24	161,3	7,5		
	R	10,26	1,25	0,11	158,4	2,7		
	I	9,96	1,11	0,13	174,2	3,0		
7407,35	*U*	11,20	1,01	0,22	149,0	5,7	8	
	B	10,89	0,99	0,11	161,4	3,2		
	V	10,54	1,23	0,14	162,3	3,0		
	R	10,24	1,16	0,09	163,3	2,2		
	I	9,94	1,11	0,11	170,8	2,6		
7421,34	*U*	11,34	1,08	0,18	159,4	4,6	8	
	B	10,98	1,09	0,10	159,2	2,7		
	V	10,62	1,27	0,13	160,0	3,0		
	R	10,28	1,43	0,07	162,0	1,2		
	I	9,95	1,38	0,13	164,9	2,7		
7422,33	*U*	11,50	1,56	0,28	169,4	5,1	12	
	B	11,13	1,45	0,11	160,9	2,2		
	V	10,72	1,48	0,15	159,1	2,8		
	R	10,36	1,60	0,09	161,5	1,7		
	I	10,00	1,66	0,09	163,9	1,7		
7424,36	*U*	10,88	0,65	0,17	146,2	7,1	8	2
	B	10,61	0,92	0,09	161,2	2,8		
	V	10,32	0,81	0,11	154,1	3,3		
	R	10,02	1,06	0,07	158,7	1,8		
	I	9,77	1,23	0,09	161,4	1,3		

Таблица П. 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7433,29	*U*	11,14	0,79	0,21	164,8	6,3	8	
	B	10,82	1,24	0,09	164,0	2,0		
	V	10,49	1,39	0,17	156,6	3,5		
	R	10,19	1,52	0,06	164,2	1,1		
	I	9,90	1,37	0,11	168,0	2,2		
7731,32	*U*	12,89	4,96	0,29	164,3	1,7	8	
	B	12,50	5,11	0,17	165,8	0,9		
	V	12,00	5,03	0,25	165,5	1,5		
	R	11,48	5,16	0,14	162,7	0,8		
	I	10,96	4,56	0,16	163,0	1,0		
7732,50	*U*	12,21	3,04	0,35	160,2	3,3	8	
	B	11,81	2,45	0,13	159,2	1,6		
	V	11,32	2,03	0,28	159,0	3,9		
	R	10,87	2,18	0,12	160,1	1,5		
	I	10,41	2,18	0,11	162,6	1,4		
7733,40	*U*	12,08	1,55	0,33	152,6	6,0	8	
	B	11,71	1,96	0,11	157,6	1,7		
	V	11,26	2,13	0,17	153,3	2,3		
	R	10,80	2,13	0,10	159,0	1,4		
	I	10,40	1,96	0,14	156,5	2,1		
7734,40	*U*	11,57	0,78	0,23	154,8	8,1	8	
	B	11,22	1,30	0,11	148,4	2,5		
	V	10,80	1,32	0,14	156,7	3,0		
	R	10,41	1,44	0,09	153,4	1,9		
	I	10,08	1,41	0,10	157,5	2,0		
7735,45	*U*	11,47	0,84	0,28	151,7	9,3	8	
	B	11,12	1,12	0,17	152,5	4,2		
	V	10,72	1,46	0,17	155,6	3,4		
	R	10,35	1,42	0,08	159,3	1,6		
	I	10,00	1,45	0,11	162,1	2,2		
7736,49	*U*	11,41	1,34	0,24	135,4	5,2	4	
	B	11,06	1,19	0,11	141,8	2,6		
	V	10,66	1,56	0,18	146,2	3,4		
	R	10,32	1,35	0,12	148,4	2,5		
	I	9,97	1,34	0,09	146,8	1,9		
7738,47	*U*	11,42	1,02	0,29	131,0	7,9	9	
	B	11,05	0,96	0,12	140,0	3,4		
	V	10,65	1,03	0,17	144,5	4,6		
	R	10,27	0,87	0,17	146,2	5,5		
	I	9,95	1,11	0,12	152,1	3,2		
7716,42	*U*	12,39	2,22	0,41	166,0	5,2	4	
	B	11,89	2,89	0,12	159,2	1,2		
	V	11,35	2,52	0,29	160,8	3,3		
	R	10,90	2,26	0,08	162,5	1,0		
	I	10,49	2,37	0,15	161,7	1,8		
7718,48	*U*	12,02	1,69	0,17	155,2	2,8	5	
	B	11,55	1,73	0,16	157,4	2,6		
	V	11,05	1,58	0,13	159,9	2,4		
	R	10,61	1,86	0,09	159,0	1,3		
	I	10,20	1,55	0,14	156,2	2,5		

Таблица П. 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7721,41	*U*	11,90	2,18	0,20	151,7	2,7	8	
	B	11,46	1,90	0,15	153,7	2,2		
	V	11,02	1,91	0,18	158,5	2,7		
	R	10,61	2,00	0,08	160,7	1,2		
	I	10,22	2,05	0,12	161,6	1,6		
7722,40	*U*	11,81	1,84	0,33	158,2	5,1	5	
	B	11,41	1,73	0,12	157,3	2,0		
	V	10,98	1,93	0,15	156,1	2,2		
	R	10,49	2,11	0,10	159,0	1,2		
	I	10,19	2,09	0,15	161,7	2,1		
7728,46	*U*	11,60	1,63	0,26	152,3	4,5	6	
	B	11,21	1,77	0,12	161,1	2,0		
	V	10,81	1,68	0,21	159,7	3,6		
	R	10,44	1,96	0,07	159,4	1,0		
	I	10,10	1,87	0,10	158,4	1,5		
7729,44	*U*	11,98	1,70	0,27	161,2	4,5	8	
	B	11,58	2,35	0,18	162,6	2,2		
	V	11,15	2,31	0,18	158,7	2,2		
	R	10,71	2,53	0,11	162,4	1,3		
	I	10,37	2,48	0,13	160,5	1,5		
7730,41	*U*	12,86	4,56	0,43	166,5	2,7	8	
	B	12,56	5,24	0,20	168,1	1,1		
	V	12,15	5,66	0,21	168,1	1,1		
	R	11,71	5,51	0,14	167,2	0,7		
	I	11,20	5,22	0,19	167,4	1,1		
7740,47	*U*	11,28					8	
	B	10,96	0,72	0,10	142,2	3,9		
	V	10,59	1,01	0,10	153,6	3,0		
	R	10,22	1,10	0,09	150,4	2,3		
	I	9,90	1,24	0,08	153,2	1,9		
7746,46	*U*	11,29	0,90	0,23	140,1	7,2	5	
	B	10,99	1,03	0,10	151,8	2,7		
	V	10,61	1,10	0,10	141,1	2,8		
	R	10,23	1,25	0,06	155,1	1,3		
	I	9,92	1,33	0,10	155,3	2,2		
7751,29	*U*	11,85					5	
	B	11,50	1,58	0,27	163,7	4,8		
	V	11,10	2,04	0,32	156,7	4,5		
	R	10,64	1,68	0,20	157,2	3,3		
	I	10,37	1,61	0,29	161,9	5,1		

Примечание. Условия: 1 — временами облака, 2 — циррусы.

Таблица П. 2

Поляриметрия звезд окрестности WW Vul

Звезда	Ф	*P*, %	σ	θ°	σ	Звезда	Ф	*P*, %	σ	θ°	σ
r	*U*					o	*U*				
	B	1,46	0,11	6,2	2,2		*B*				
	V	1,53	0,29	13,4	5,3		*V*	0,90	0,30	168,0	9,3
	R	1,27	0,12	6,7	2,7		*R*	0,75	0,21	0,6	7,9
	I	1,29	0,19	6,7	4,3		*I*				

Звезда	Ф	P, %	σ	θ°	σ	Звезда	Ф	P, %	σ	θ°	σ
t	U					q	U				
	B	1,03	0,29	5,4	8,4		B	1,33	0,21	171,7	4,5
	V	1,07	0,26	170,3	7,0		V	1,41	0,27	0,3	5,5
	R	1,23	0,15	6,9	3,5		R	1,17	0,13	176,9	3,1
	I	1,32	0,25	179,4	5,4		I	1,26	0,17	177,6	3,8
w	U	1,29	0,24	172,6	5,4	n	U	0,76	0,19	19,9	6, 9
	B	1,66	0,14	1,0	2,4		B	0,95	0,08	3,9	2,3
	V	1,56	0,17	178,7	3,1		V	1,06	0,11	3,3	3,0
	R	1,67	0,10	0,1	1,8		R	0,95	0,06	4,8	1,8
	I	1,29	0,19	3,4	4,3		I	0,92	0,08	2,0	2,4

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bastien P.* // Astrophys. J. 1987. Vol. 317. P. 231.
2. *Bastien P.*//Polarized radiation of circumstellar origin/Ed. G.V. Coyne et al. Vatican Conf. 1988. P. 541.
3. *Вощинников Н.В., Гринин В.П., Киселев Н.Н., Миникулов Н.Х.* // Астрофизика. 1988. Т. 28. С. 311.
4. *Гринин В.П., Киселев Н.Н., Миникулов Н.Х., Чернова Г.П.* // Письма в Астрон. журн. 1988. Т. 14. С. 514.
5. *Гринин В.П., Киселев Н.Н., Миникулов Н.Х.* // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 1028.
6. *Бердюгин В.А., Бердюгина С.А., Гринин В.П., Миникулов Н.Х.*//Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 812.
7. *Гринин В.П.* // Письма в Астрон. журн. 1988. Т. 14. С. 65.
8. *Кардополов В.И., Рспаев Ф.К.* // Кинематика и физика небесных тел. 1989. Т. 5. С. 50.
9. *Зайцева Г.В.* // Переменные звезды. 1983. Т. 22. С. 1.
10. *Rossiger S., Wenzel W.* // Astron. Nachr. 1972. Bd. 294. S. 29.
11. *Кардополов В.И., Филипьев Г.К.* // Переменные звезды. 1985. Т. 22. С. 122.
12. *Cohen M.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1973. Vol. 161. P. 105.
13. *Glass I.S., Penston M.V.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1974. Vol. 167. P. 237.
14. *Колотилов Е.А., Зайцева Г.В., Шенаврин В.И.* // Астрофизика. 1977. Т. 13. С. 449.
15. *Gezari D.I., Schmitz M., Mead J.M.* // Catalog of infrared observ. 2. 1987. NASA Ref. 1196.
16. *Зайцева Г.В., Чугайнов П.Ф.* // Астрофизика. 1984. Т. 20. С. 442.
17. *Kurucz R.L.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. Vol. 40. P. 1.
18. *Колотилов Е.А.* // Астрофизика. 1977. Т. 13. С. 33.
19. *Herbst W.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1986. Vol. 98. P. 1088.
20. *Bastian U., Finkenzeller U., Jaschek G., Jaschek M.* // Astron. and Astrophys. 1983. Vol. 126. P. 438.
21. *Вощинников Н.В., Гринин В.П.* // Астрофизика. 1991. (В печати)
22. *Piirola V.* // Ann. Acad. Sci. Fenn. AVI. 1975. N 418. P. 61.
23. *Königl A.* // Astrophys. J. 1989. Vol. 342. P. 208.
24. *Serkowski K., Mathewson D.S., Ford V.L.* // Astrophys. J. 1975. Vol. 196. P. 26.
25. *Dolginov A.Z., Mitrophanov I.G.* // Astrophys. and Space Sci. 1976. Vol. 43. P. 257.

УДК 523.855

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ КВАЗАРОВ

И.И. Проник

По данным о потоках в эмиссионных линиях $H_\alpha - H_\delta$, 4959 Å, 5007 Å [OIII] и континуума 11 квазаров, опубликованным В. Ченгом и др. [4–6], получены линейные зависимости между светимостями $\lg \mathcal{L}_\beta$, $\lg \mathcal{L}_{[OIII]}$ и $\lg \mathcal{L}_c$ с коэффициентами корреляции от 0,72 до 0,98. По этим зависимостям квазары разделились на группы. В каждой группе найденной зависимости удовлетворяют как переменные потоки отдельных квазаров, так и потоки квазаров разных светимостей. Наклоны таких зависимостей, полученных ранее для переменных потоков в эмиссионных линиях и континууме для ядра сейфертовской галактики NGC 1275, с точностью до ошибок совпали с наклонами зависимостей для групп квазаров, близких по спектральным характеристикам с ядром этой галактики.

Показано, что группы квазаров, выделенные по характеру связей между величинами $\lg \mathcal{L}_\beta$, $\lg \mathcal{L}_{[OIII]}$ и $\lg \mathcal{L}_c$, различаются по средней величине эквивалентных ширин линий H_β, [OIII], относительным интенсивностям линий I_{5007}/I_β и другим спектральным параметрам. Сделано предположение, что по относительным интенсивностям линий [OIII] и H_β квазары можно разделить на типы QSO1 и QSO2, аналогичные типам Sy1 и Sy2.

SOME PEQULIARITLES OF QUASARS SPECTRA, *by .I.I. Pronik.* Using the emission lines H_α–H_δ, 4959 Å, 5007 Å [OIII] and continuum data fluxes for 11 quasars publiched by W. Zheng et al. [4–6], the linear dependences between the luminosities $\lg \mathcal{L}_\beta$, $\lg \mathcal{L}_{[OIII]}$ and $\lg \mathcal{L}_{cont}$ were obtained with the correlation coefficients can be from 0,72 to 0,98. According to these relations the quasars divided into groups. As variable fluxes so the fluxes of various luminosities quasars, satisfy the relation in each groups. The coefficients of the same relations obtained earlier for variable emission lines and continuum fluxes of the Seyfert galaxy NGC 1275 nucleus coincide with the coefficients for quasar groups of similiar to this galaxy nucleus spectral characteristics within the errors.

It is shown that quasar groups, revealed according to the dependence character between the values $\lg \mathcal{L}_\beta$, $\lg \mathcal{L}_{[OIII]}$ and $\lg \mathcal{L}_{cont}$, differ in the average values of equivalent widths of lines H_β, [OIII], relative lines intensities I_{5007}/I_β and other spectral parameters. It was proposed that according to the relative intensities of $[OIII]_7$ and H_β lines quasars can be divided into groups QSO1 and QSO2 similar to thar of Sy1 and Sy2.

Введение

Фотоэлектрические наблюдения переменности ядра сейфертовской галактики NGC 1275 в непрерывном спектре и эмиссионных линиях H_β и 4959, 5007 Å [OIII], проведенные в течение 32 ночей в 1982–1986 гг. на сканирующем спектрофотометре 1,25-м телескопа АЗТ-11 Крымской обсерватории, позволили обнаружить корреляции между всеми тремя величинами потоков [1–3]. Представляло интерес посмотреть, существуют ли подобные корреляции и для других активных ядер галактик. Для поисков таких корреляций мы воспользовались данными о потоках для 11 квазаров, полученными по наблюдениям 1977–1986 гг. В. Ченгом и др. [4–6]. В табл. 1, составленной по [4–7], представлены характеристики этих объектов: наиболее распространенное название объекта; Z – красное смещение; V, $B-V$, $U-B$ – звездные величины и показатели цвета в фотометрической системе UBV; M – абсолютные величины; X – свидетельство наблюдения объекта в рентгене; n – число осредненных по годам наблюдений квазара. Из табл. 1 следует, что квазары выборки [4–6] относительно близкие и яркие: $0{,}142 \leqslant Z \leqslant 0{,}549$; $14^m{,}78 \leqslant V \leqslant 16^m{,}47$ с абсолютными величинами $-23^m{,}1 \geqslant M \geqslant -26^m{,}7$, примерно половина из них известны как рентгеновские источники. Такие квазары, по мнению авторов [4–6], являются переходным типом между объектами Sy1 и далекими квазарами.

Таблица 1

Характеристики квазаров [4–7]

№ п/п	Название объекта	Z	V	$B-V$	$U-B$	M	X	n
1	0026 + 129	0,142	$14^m{,}78$	$0^m{,}26$	$-0^m{,}78$	$-24^m{,}8$	+	5
2	0736 + 017	0,191	16,47	0,43	– 0,77	– 23,8	+	5
3	0837 – 120 3C 206	0,200	15,76	0,02	– 0,85	– 24,7	–	3
4	0906 + 484	0,118	16,06	0,40	– 0,91	– 23,1	–	3
5	1004 + 130	0,240	15,15	0,13	– 0,82	– 25,7	–	3
6	1202 + 281 GQ Com	0,165	15,60	0,04	– 0,96	– 24,3	+	4
7	1318 + 290 Ton 156	0, 549	16, 69	0, 19	–0, 73	–26, 2	–	2
8	1612 + 261 Ton 256	0,131	15,41	0,65	– 0,78	– 24,0	+	3
9	2128 – 123	0,501	15,99	0,13	– 0,67	– 26,7	–	4
10	2135 – 147	0,200	15,53	0,10	– 0,83	– 24,9	+	5
11	2141 + 175 OX 169	0,213	15,73	0,18	– 0,73	– 24,8	+	5

Таблица 2

Данные об условиях наблюдений квазаров

Телескопы	3-м Ликский, 1,5-м Маунт Леммон
Приемник	Дисекторный спектрограф с ЭОП
Апертуры	2″,8, 3″,2, 4″,7; для абсолютной привязки – 9″,0
Спектральная область	3200–8500 ÅÅ
Спектральное разрешение, *FWHM*	10 Å
Точность установки по λ	1–3 Å

В табл. 2 приведены данные об аппаратуре и наблюдательном материале. При $Z = 0{,}1$ и $H = 75$ км/(с·Мпк) 1″ соответствует 1,9 кпк, поэтому обычно при наблюдениях спектров в диафрагму попадали центральные области квазаров размером 5–15 кпк. Сканы спектров квазаров и стандартных звезд при абсолютной калибровке делались с апертурой 9″. Учет фона ночного неба проводился каждые 8 мин, засветка от лампы позволяла учесть мелкомасштабные нерегулярности чувствительности приемников. В результате были получены эквивалентные ширины и потоки в эмиссионных линиях $H_\alpha - H_\delta$, 4959 и 5007 Å [OIII] в единицах эрг/(с·см^2) и непрерывного спектра в области около λ5100 Å в единицах эрг/(с · см^2 ·Å). Как эквивалентные ширины, так и область непрерывного спектра измерялись с учетом красного смещения объекта. Точность измерения фотометрического потока была порядка 15% [5]. Спектры, полученные в одном году, осреднялись с весом, который учитывал качество условий наблюдений. Для каждого квазара было получено от 2 до 5 осредненных за год наблюдений (см. табл. 1).

Приведенные фотографии сканов спектров квазаров позволяют заключить, что водородные линии в спектрах всех объектов были очень широкими; для эмиссионной линии H_β $30 \leqslant FWHM \leqslant 140$ Å, что соответствует 1800–8500 км/с.

Далее, перед анализом результатов наблюдений потоки, полученные в [4–6], были редуцированы в предположении, что потоки в эмиссионных линиях [OIII] за все время были постоянны. За "верные" принимались те, которые относились к годам наилучших условий наблюдений. Для разных квазаров это были разные годы: 1978, 1980 и 1981 гг. Предположение о постоянстве потоков в эмиссионных линиях [OIII] 4959 и 5007 Å при исследовании переменности разрешенных эмиссионных линий используется с начала 70-х годов: в 1972 г. оно было опубликовано В.И. Проником и К.К. Чуваевым [8], в 1976 г. – Толином и Остерброком [9]. В те периоды времени, когда не было наблюдений потоков в абсолютных единицах, это предположение позволяло калибровать спектры, полученные в разные моменты времени, в общих относительных единицах. В результате за прошедшие почти два десятилетия были получены важные сведения о характере переменности водородных и других разрешенных линий в спектрах излучения ядер сейфертовских галактик, а в [4–6, 10] – в спектрах квазаров. В частности, в [4–6, 10] для квазаров были приведены зависимости между относительными интенсивностями континуума и водородных линий: $I_\beta \sim (0{,}51 \pm 0{,}14)\ I_{\rm cont}$, $I_\gamma \sim (1{,}26 \pm 0{,}15)\ I_\beta$, $I_\delta \sim (2{,}27 \pm 0{,}5)\ I_\beta$ при коэффициентах корреляции соответственно 0,72, 0,85 и 0,83. Для квазара PKS 1004 + 130 было отмечено исчезновение широких крыльев у линии H_γ и установлено, что ширина линии H_β при переходе от максимальных к минимальным потокам для всех квазаров изменяется всего на 10%.

К счастью, в [4–6] были опубликованы не только редуцированные, но и первоначальные данные наблюдений. Представляло интерес посмотреть, какие величины поправок пришлось бы ввести, если предполагать, что потоки в линиях 4959 и 5007 Å [OIII] постоянны. В табл. 3 представлены максимальные изменения в калибровке для разных квазаров, принятые в [4–6]. Видно, что они достигают значений от 2 до 3,7 раза. Выше была приведена точность измерения для обычного фотометрического потока в 15%. Ранее Балдвин, который наблюдал другую выборку квазаров на том же телескопе с

Таблица 3

Максимальные калибровочные множители A для потоков квазаров [4–6]

№	Объект	A	№	Объект	A
1	0026 + 129	1,9	5	1004 + 130	3,2
2	0736 + 017	3,6	7	1318 + 290	2,1
4	0906 + 484	2,2		Ton 156	
			10	2135 –147	2,5

той же аппаратурой и той же методикой, отмечал, что воспроизводимость потока в континууме получается лучше чем 10% [11]. Такие величины ошибок не согласуются с данными табл. 3 и позволяют предполагать, что имеет смысл проанализировать величины потоков, приведенные в [4–6], без учета поправок за постоянство потоков в линиях [OIII]. Ниже приводятся результаты такого анализа.

Зависимости величин потоков в эмиссионных линиях H_β [OIII] и континууме

Перед тем как искать зависимости между величинами потоков в эмиссионных линиях H_β, 4959, 5007 Å [OIII] и континууме в спектрах квазаров, представляло интерес сравнить данные, приведенные в [4–6], с другими, полученными для этих или других квазаров. Но общих объектов с другими выборками практически не оказалось. Поэтому возникла идея провести сравнение по известным соотношениям, например по соотношению светимости в линии H_β и континууме $\lg\mathcal{L}_\beta \sim \lg\mathcal{L}_c$, которое известно как для ядер сейфертовских галактик, так и для квазаров. Так, Йи [12] в 1980 г. опубликовал зависимость для 105 объектов с активными ядрами, среди которых было 29 квазаров. Чтобы провести такое сопоставление, мы пересчитали потоки, приведенные в [4–6], и светимости, приняв красные смещения из табл. 1 и $H = 75$ км/(с·Мпк). При этом для каждого квазара потоки, полученные в разные годы, использовались отдельно. Светимости в эмиссионных линиях и континууме имеют размерности соответственно эрг/с и эрг/(с·Å). В табл. 4 приведено сопоставление зависимостей светимостей квазаров в линии H_β и континууме для выборки Йи [12] и выборки Ченга и др. [4–6] как с поправками, так и без поправок. Две выборки имеют только один общий объект. Из табл. 4 видно, что с точностью до ошибок во всех случаях связь светимостей в линии H_β и континууме получалась одинаковой. Это говорит о том, что светимости у двух выборок находятся в полном соответствии между собой. Ниже мы более подробно рассмотрели материал выборки [4–6].

На рис. 1 показаны соотношения между светимостями линий H_β и континуума $\lg\mathcal{L}_\beta \sim \lg\mathcal{L}_c$, полученные по наблюдениям за отдельные годы без поправки и с поправкой соответственно. Интересно, что на обоих рисунках весь материал распался на три зависимости I–III, сдвинутые друг относительно друга по оси $\lg\mathcal{L}_c$. Зависимость III математически мало обоснована, поскольку образована всего тремя точками, но ее сдвиг по $\lg\mathcal{L}_c$ очевиден. Каждая из зависимостей включает данные как переменных потоков отдельных квазаров, так и потоков квазаров разных светимостей, и все они находятся в полном согласии между собой. Группы квазаров, образующие зависимости I–III, в дальнейшем обозначаются соответственно I–III. Обращает на себя внимание, что в случае с поправками зависимости оказались более размытыми. Для каждой из зависимостей I–III мы определили линии регрессии и коэффициенты корреляции K методом наименьших квадратов. Их можно видеть на рисунках и в табл. 5. В таблице видно, что для случая без поправок коэффициенты корреляции величин $\lg\mathcal{L}_\beta$ и $\lg\mathcal{L}_c$ для всех трех групп больше, чем в случаях с поправками. Получается, что введение поправок за пос-

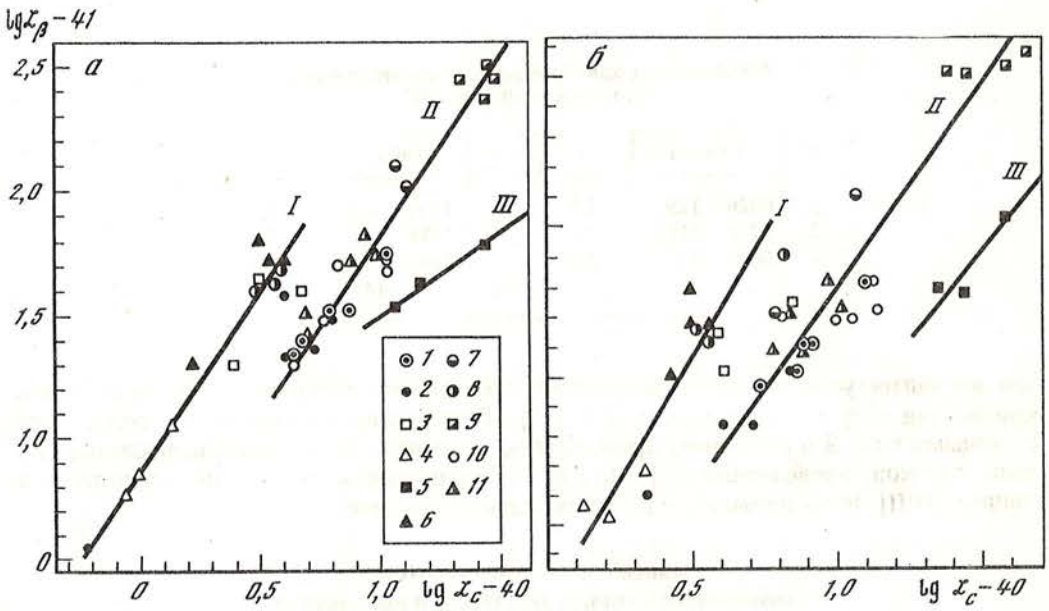


Рис. 1. Зависимости $\lg\mathcal{L}_\beta \sim \lg\mathcal{L}_c$ для групп квазаров I–III (см. текст)
а – без поправки; *б* – с поправкой за постоянство потока в линиях [OIII]. *1–11* – соответствуют номерам квазаров в табл. 1

тоянство потока в линиях [OIII] ухудшает степень корреляции потоков в линиях и континууме. Этот факт ставит под сомнение справедливость постулирования постоянства потока в линиях [OIII]. В табл. 5 приведены и наши данные для сейфертовской галактики NGC 1275 из [2]. Зависимость строилась по средним значениям потоков за каждую из 32 ночей наблюдений. Коэффициент корреляции в случае галактики NGC 1275 оказался несколько меньше, чем для квазаров. Это может быть связано с тем, что в первом случае представлены наблюдения за отдельные ночи, а во втором – средние за год. В первом случае, возможно, больше сказывается известный эффект запаздывания переменности в линии H_β от переменности в континууме [13]. Наклон зависимости для галактики NGC 1275 получился близким к наклону для квазаров группы I, у галактики он все же немного круче. Здесь частично может сказаться тот факт, что поток в линии H_β у NGC 1275 измерялся от ядра, а в континууме – от центральной области размером 10″ В излучении центральной области присутствует ощутимая доля звезд, что уменьшает амплитуду измеряемых переменных потоков в континууме.

При наблюдении галактики NGC 1275 мы также отметили зависимость потоков в линиях [OIII] и в H_β [1–3]. На рис. 2 такая зависимость показана для исследованной выборки квазаров [4–6]. Видно, что здесь, так же как и на рис. 1, можно выделить три прямолинейные зависимости *1–3*, сдвинутые друг относительно друга по оси $\lg\mathcal{L}_\beta$ с примерно одинаковым наклоном. Соответствующие им группы квазаров в дальнейшем обозначены также *1–3*. Во всех трех случаях одной зависимостью связаны как переменные потоки отдельных квазаров, так и потоки квазаров разных светимостей. В табл. 6 приведены коэффициенты корреляции и степень наклона зависимостей величин $\lg\mathcal{L}_{[OIII]}$ и $\lg\mathcal{L}_\beta$ для квазаров и ядра галактики NGC 1275. Там же во втором столбце помещены средние по каждой группе *1–3* значения относительных интенсивностей $\overline{I_{5007}/I_\beta}$. Видно, что величина наклона зависимости имеет тенденцию коррелировать с этим параметром: чем меньше $\overline{I_{5007}/I_\beta}$, тем круче наклон зависимости $\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim \lg\mathcal{L}_\beta$. При отношениях $\overline{I_{5007}/I_\beta} \geqslant 1{,}6$ светимость в линиях H_β и [OIII] меняется пропорционально. Это наблюдается у квазаров группы *1* и у ядра галактики NGC 1275, наклон зависимости для которых совпадает с точностью до ошибок наблю-

Таблица 4

Сравнение зависимостей $\lg \pounds_\beta \sim \lg \pounds_c$ по двум выборкам

Объекты	Число объектов (наблюдений)	Зависимость	Коэффициент корреляции K
Квазары выборки Ченга и др. без поправки	11 (42)	$\lg \pounds_\beta \sim (1{,}03 \pm 0{,}08)\ \lg \pounds_c$	$0{,}86 \pm 0{,}04$
То же, с поправкой	–	$\lg \pounds_\beta \sim (0{,}97 \pm 0{,}10)\ \lg \pounds_c$	$0{,}82 \pm 0{,}05$
Квазары выборки Йи	29	$\lg \pounds_\beta \sim (1{,}05 \pm 0{,}15)\ \lg \pounds_c$	$0{,}94 \pm 0{,}03$

Таблица 5

Характеристики зависимостей $\lg \pounds_\beta \sim \lg \pounds_c$ для групп квазаров I–III и ядра NGC 1275

Объект, тип	Наблюдаемая зависимость	
	без поправки, коэффициент корреляции	с поправкой, коэффициент корреляции
NGC 1275 Sy2	$\lg \pounds_\beta \sim (2{,}11 \pm 0{,}15) \lg \pounds_c$, $K = 0.82 \pm 0{,}06$	
Квазары I	$\lg \pounds_\beta \sim (1{,}47 \pm 0{,}02) \lg \pounds_c$, $K = 0{,}98 \pm 0{,}01$	$\lg \pounds_\beta \sim (1{,}64 \pm 0{,}13) \lg \pounds_c$, $K = 0{,}89 \pm 0{,}06$
Квазары II	$\lg \pounds_\beta \sim (1{,}44 \pm 0{,}03) \lg \pounds_c$, $K = 0{,}97 \pm 0{,}01$	$\lg \pounds_\beta \sim (1{,}37 \pm 0{,}04) \lg \pounds_c$, $K = 0{,}76 \pm 0{,}03$
Квазары III	$\lg \pounds_\beta \sim (0{,}67 \pm 0{,}08) \lg \pounds_c$, $K = 0{,}97 \pm 0{,}04$	$\lg \pounds_\beta \sim (1{,}21 \pm 0{,}20) \lg \pounds_c$, $K = 0{,}91 \pm 0{,}10$

Таблица 6

Характеристики зависимостей $\lg \pounds_{[OIII]} \sim \lg \pounds_\beta$ для разных групп квазаров и ядра NGC 1275

Объект, тип	$\overline{\pounds_{5007}/\pounds_\beta}$	Наблюдаемая зависимость	Коэффициент корреляции
NGC 1275 Sy 2	3,1	$\lg \pounds_{[OIII]} \sim (1{,}03 \pm 0{,}03) \lg \pounds_\beta$	$K = 0{,}96 \pm 0{,}01$
Квазары 1	1,6	$\lg \pounds_{[OIII]} \sim (1{,}00 \pm 0{,}34) \lg \pounds_\beta$	$K = 0{,}72 \pm 0{,}17$
Квазары 2	0,4	$\lg \pounds_{[OIII]} \sim (1{,}17 \pm 0{,}02) \lg \pounds_\beta$	$K = 0{,}98 \pm 0{,}01$
Квазары 3	0,2	$\lg \pounds_{[OIII]} \sim (1{,}36 \pm 0{,}04) \lg \pounds_\beta$	$K = 0{,}96 \pm 0{,}02$

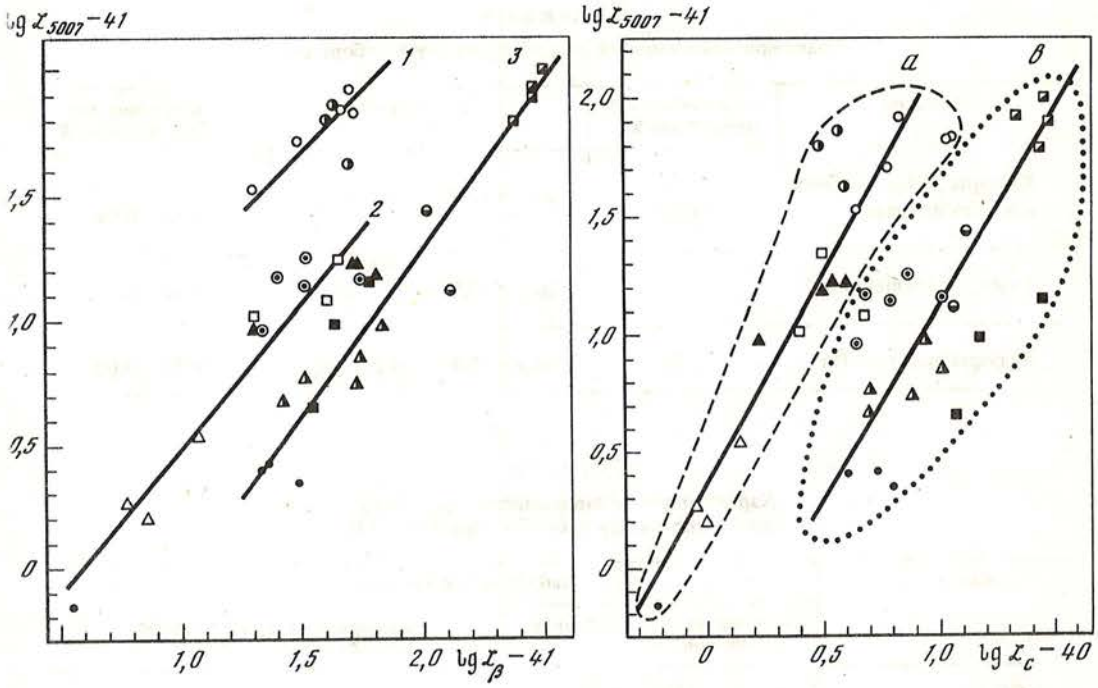


Рис. 2. Зависимости $\lg\mathcal{L}_{5007}$ ~$\lg\mathcal{L}_\beta$ для групп квазаров *1–3* (см. текст)
Значки – как на рис. 1

Рис. 3. Зависимости $\lg\mathcal{L}_{5007}$ ~$\lg\mathcal{L}_c$ для групп квазаров *a* и *b* (см. текст).
Значки – как на рис. 1. Штриховая и пунктир выделяют члены групп *a* и *b* соответственно

дений. При $\overline{I_{5007}/I_\beta} < 1{,}6$ степень изменения потоков в запрещенных линиях меньше степени изменения потоков в континууме.

На рис. 3 мы представили соотношение $\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim \lg\mathcal{L}_c$ для квазаров выборки [4–6]. Видно, что между этими величинами корреляция выражена меньше, чем для случаев на рис. 1 и 2, но все же она прослеживается. В вытянутом облаке значков мы выделили две группы квазаров – левую *a* и правую *b*. Внутри каждой группы изменения для одного квазара происходят в том же направлении, что и при переходе от квазаров низких светимостей к квазарам высоких светимостей. Для каждой из групп были вычислены коэффициенты корреляции и линии регрессии. Они приведены на рис. 3 и табл. 7 вместе со средними значениями эквивалентных ширин линий 5007 Å для каждой группы – $\overline{W}_{5007}$. В таблице также имеются данные и для галактики NGC 1275. Видно, что коэффициенты корреляции величин $\lg\mathcal{L}_{[OIII]}$ и $\lg\mathcal{L}_c$ для групп *a* и *b* получаются довольно большими – 0,92 и 0,75 соответственно, а коэффициент этой зависимости имеет тенденцию расти с ростом $\overline{W}_{5007}$. Из табл. 7 также видно, что наклон зависимости $\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim \lg\mathcal{L}_c$ для галактики NGC 1275 близок к такому же наклону для квазаров группы *a*, с которыми у нее близкие значения $\overline{W}_{5007}$.

Таким образом, материал, представленный на рис. 1–3 и в табл. 5–7, показывает, что рассмотренная выборка квазаров неоднородна по спектральным и фотометрическим параметрам, в ней выделяются группы, имеющие разные зависимости между величинами $\lg\mathcal{L}_\beta$, $\lg\mathcal{L}_{[OIII]}$ и $\lg\mathcal{L}_{cont}$. Зависимости удовлетворяют как отдельным значениям переменных потоков, так и потокам квазаров разных светимостей. Зависимости $\lg\mathcal{L}_\beta \sim \lg\mathcal{L}_c$ значительно более четкие, а коэффициенты корреляции больше, если данные [4–6] использовать без поправок за постоянство потоков в линиях [OIII], чем в случае с поправками. Наклоны зависимостей для ядра сейфертовской галактики

Таблица 7

Характеристики зависимостей $\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim \lg\mathcal{L}_c$ для разных групп квазаров и ядра NGC 1275

Объект, тип	$\overline{W}_{5007}$, Å	Наблюдаемая зависимость, коэффициент корреляции
NGC 1275 Sy 2	> 55	$\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim (2{,}17 + 0{,}15)\lg\mathcal{L}_c$, $K = 0{,}82 \pm 0{,}06$
Квазары *a*	52	$\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim (1{,}83 + 0{,}08)\lg\mathcal{L}_c$, $K = 0{,}92 \pm 0{,}04$
Квазары *b*	12	$\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim (1{,}73 + 0{,}21)\lg\mathcal{L}_c$, $K = 0{,}75 \pm 0{,}09$

NGC 1275 практически совпадают с наклонами аналогичных зависимостей для квазаров близких спектральных параметров. Поистине пророческим оказалось высказывание авторов [4–6], которое кратко можно сформулировать так: при исследовании ядер активных галактик часто на одном и том же материале получаются противоречивые выводы. Они предполагали постоянство потоков в линиях [OIII]. Мы из их данных без поправок получили зависимости между потоками в эмиссионных линиях H_β, [OIII] и континууме для отдельных групп квазаров такими же, как по фотоэлектрическим наблюдениям ядра сейфертовской галактики NGC 1275.

Спектральные параметры разных групп квазаров

Разделение рассмотренной выборки квазаров [4–6] на группы по разным зависимостям между светимостями $\lg\mathcal{L}_\beta$, $\lg\mathcal{L}_{[OIII]}$ и $\lg\mathcal{L}_c$ находится в согласии с переменностью потоков этих квазаров в эмиссионных линиях H_β, [OIII] и континууме и сходно с разделением всех активных ядер на группы по зависимости $\lg\mathcal{L}_\beta \sim \lg\mathcal{L}_c$, которая, например, была получена Йи [12]. Он получил сдвиг зависимости $\lg\mathcal{L}_\beta \sim \lg\mathcal{L}_c$ квазаров относительно активных галактик с широкими и узкими эмиссионными линиями в спектре. Представляло интерес посмотреть средние параметры спектров разных групп квазаров с целью поиска их различий. Мы собирали некоторые данные о спектрах квазаров [4–6], а также по копиям сканов их спектров определили ширины линий H_β на уровне половинной интенсивности в максимуме – *FWHM*. В табл. 8 собраны характеристики спектров групп I–III. Напомним, что в направлении от I к III увеличивается средняя светимость квазаров $\mathcal{L}_c$. Из табл. 8 следует, что разные группы квазаров в среднем характеризуются разными параметрами и некоторые из них меняются с определенной тенденцией от I к III. Например, в этом направлении уменьшается эквивалентная ширина линий H_β и 5007 Å [OIII], но изменение с увеличением $\lg\mathcal{L}_c$ происходит не плавно, а скачками. Группы I и II вместе отличаются от группы III значением величины *FWHM* H_β, у первых она в 2 раза меньше. Группы I и II характеризуются одинаковыми *FWHM* H_β и I_{5007}/I_β, но отличаются показателями цвета $(U - B)$: квазары группы I в среднем голубее квазаров группы II. Поэтому понятно, что одна и та же светимость в линии H_β в первых связана с меньшей светимостью континуума в области λ5100 Å. Меньшей светимости континуума в области λ5100 Å у них соответствует большая светимость в ультрафиолетовой области спектра, от которой зависит яркость линии H_β.

Из табл. 8 следует также, что степень изменения в линиях H_β, как правило, составляет $\Delta\lg\mathcal{L}_\beta = 0{,}3$, или в потоках 2 раза, а наибольшие $\Delta\lg\mathcal{L}_c = 0{,}4$, или в потоках 2,5 раза. Исключением является квазар 0736 + 017, где изменения равны $\Delta\lg\mathcal{L}_\beta = 0{,}8$, или в потоках 6 раз, и $\Delta\lg\mathcal{L}_c = 1$, или в потоках 10 раз.

Таблица 8

Параметры спектров квазаров, образующих разные зависимости $\lg\mathcal{L}_\beta \sim \lg\mathcal{L}_c$

Параметр	I	II	III
$U-B$	$-0^m,85 \pm 0^m,04$	$-0^m,75 \pm 0^m,02$	$-0^m,82$
$FWHM, H_\beta$	$62 \pm 5, A$	$62 \pm 6, A$	$134 \pm 3, A$
I_{5007}/I_β	$0,56 \pm 0,13$	$0,53 \pm 0,12$	$0,20 \pm 0,04$
W_β	$86 \pm 8, A$	$48 \pm 3, A$	$25 \pm 2, A$
W_{5007}	$46 \pm 12, A$	$27 \pm 5, A$	$4,7 \pm 1,0, A$
$\Delta\lg\mathcal{L}_\beta$	$0,1-0,5$	$0,1-0,4$	$0,25$
$\Delta\lg\mathcal{L}_c$	$0,1-0,4$	$0,05-0,35$	$0,40$
M	$-24^m,0 \pm 0^m,3$	$-25^m,2 \pm 0^m,4$	$-25^m,7$
N_x	75%	67%	–

Примечание. M – средняя абсолютная величина в группе; N_x – процент квазаров в группе, в которых наблюдается рентгеновское излучение.

Отметим, что изменения в потоках в линиях и континууме иногда "переводят" квазар из одной группы в другую. Так, квазары 0736 + 017 и 0837–120, большая часть данных которых находится на зависимости II, по одному разу попали на зависимость I.

Для анализа различий групп квазаров I–III мы привлекали также бальмеровские декременты, которые не зависят от калибровки потоков. Точность относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектрах исследованных квазаров составляет 15% [5]. На рис. 4, *а* и *б* приведены зависимости отношений I_γ/I_β от $\lg\mathcal{L}_\beta$ для квазаров групп I и II соответственно. Видно, что при значительном изменении светимости $\lg\mathcal{L}_\beta$ в квазарах группы I не происходит существенных изменений в отношении I_γ/I_β, если не считать один случай, отмеченный цифрой *1*, который соответствует самой низкой светимости. Изменения декремента происходят на величину порядка 1σ (при I_γ/I_β = = 0,40 15% соответствуют 0,06). Но в этих слабых изменениях заметна тенденция: с ростом светимости сначала отношение I_γ/I_β растет от точки *1* до точки *2*, а затем плавно падает до точки *3*. В случае квазара, отмеченного крестиками, падение декремента с ростом светимости происходит немного круче.

На рис. 4, *б* для квазаров группы II видны более существенные, чем на рис. 4, *а*, изменения отношения I_γ/I_β при небольших изменениях светимости $\lg\mathcal{L}_\beta$. Здесь они составляют (3–4) σ. При этом с увеличением $\lg\mathcal{L}_\beta$ наблюдается как рост отношения I_γ/I_β (между точками *1* и *2*, *1* и *5*, *1* и *3*), так и его уменьшение (между точками *4* и *3*, *7* и *6*).

Отличия групп квазаров I и II имеются не только в изменении отношения I_γ/I_β с изменением светимости $\lg\mathcal{L}_\beta$, но также и в степени изменения отношений I_i/I_β, где i – номер линии бальмеровской серии. На рис. 5, *а*, *б* представлены относительные интенсивности I_i/I_β для линий от H_α до H_δ. Там же линиями m, k, l, r, n показаны рекомбинационные бальмеровские декременты, соответствующие моделям излучающего газового слоя, непрозрачного в бальмеровских линиях и движущегося с градиентом скорости, вычисленные А.А. Боярчуком [14]. На рис. 5, *а* видно, что различия декременов, соответствующих разным величинам светимости $\lg\mathcal{L}_\beta$, небольшие – меньше 2 σ. Видно, что бальмеровские декременты квазаров группы I удовлетворяют газовым оболочкам с большими дилюциями $10^{-2}-10^{-8}$, высокой температурой центрального источника $(2 \div 8) \cdot 10^4$ К и электронной температурой газа $(1 \div 2) \cdot 10^4$ К.

Рис. 5, *б* показывает, что изменения бальмеровского декремента квазаров группы II с изменением светимости $\lg\mathcal{L}_\beta$ намного больше (достигают 4 σ), чем для квазаров группы I. Здесь при возрастании светимости (это видно при сопоставлении рис. 4 и 5) достигаются очень высокие электронные температуры, до $4 \cdot 10^4$ К.

В табл. 9 показаны параметры групп квазаров 1–3 такие же, как в табл. 8. Видно,

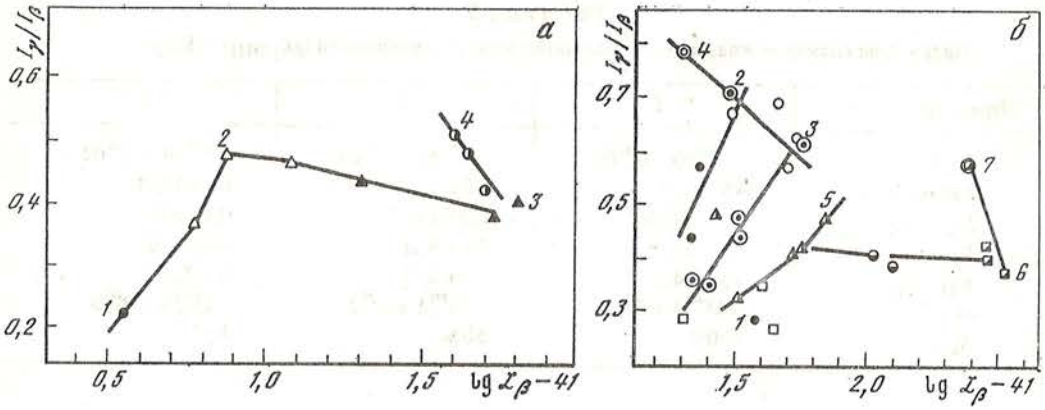


Рис. 4. Зависимость относительных интенсивностей линий I_γ/I_β от светимости квазаров L_β

а — для группы квазаров *I*; *б* — для группы квазаров II. Значки — как на рис. 1. Цифры — см. текст

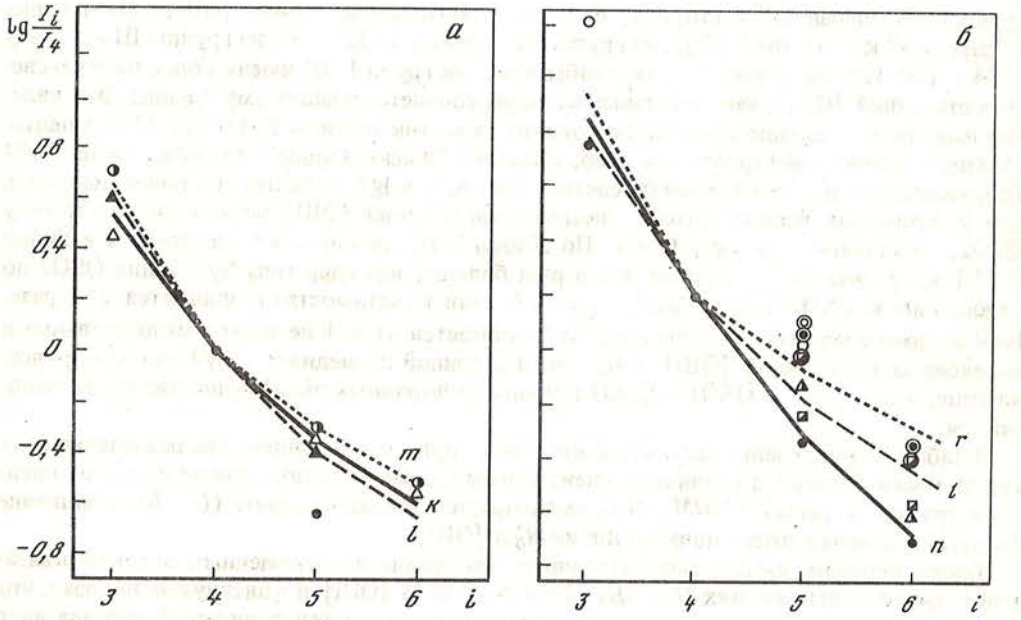


Рис. 5. Бальмеровские декременты групп квазаров I (*а*) и II (*б*)

Значки те же, что на рис. 1 и 4, отмеченные цифрами. Линии *l*, *k*, *n*, *r* и *m* соответствуют бальмеровским декрементам моделей газовых оболочек, параметры которых см. в таблице

Параметр	T_e, К	T_*, К	ω	β^0_{21}	Параметр	T_e, К	T_*, К	ω	β^0_{21}
n	10^4	$8\cdot10^4$	10^{-8}	10^{-5}	*k*	10^4	$2\cdot10^4$	10^{-2}	10^{-2}
l	10^4	$4\cdot10^4$	10^{-6}	10^{-2}	*m*	$2\cdot10^4$	$8\cdot10^4$	10^{-8}	10^{-4}
r	$4\cdot10^4$	$4\cdot10^4$	10^{-6}	10^{-4}					

Примечание. T_e — электронная температура газа, T_* — температура центрального источника, ω — дилюция

Таблица 9

Параметры спектров квазаров, образующих разные зависимости $\lg\mathcal{L}_{[OIII]} \sim \lg\mathcal{L}_\beta$

Параметр	1	2	3
$U-B$	$-0^m,80 \pm 0^m,03$	$-0^m,85 \pm 0^m,04$	$-0^m,74 \pm 0^m,02$
$FWHM\ H_\beta$	$45 \pm 5, A$	$62 \pm 5, A$	$88 \pm 11, A$
I_{5007}/I_β	$1{,}52 \pm 0{,}10$	$0{,}37 \pm 0{,}03$	$0{,}19 \pm 0{,}02$
W_β	$58 \pm 11, A$	$70 \pm 9, A$	$50 \pm 4, A$
$W_{[OIII]}$	$85 \pm 14, A$	$23 \pm 2, A$	$9 \pm 2, A$
M	$-24^m,4 \pm 0^m,4$	$-24^m,1 \pm 0^m,3$	$-25^m,4 \pm 0^m,5$
N_x	100%	50%	40%

что от *1* к *3* увеличивается *FWHM* H_β, уменьшаются отношение I_{5007}/I_β и эквивалентная ширина линии [OIII].

Интересно было сопоставить состав групп квазаров I–III и *1–3*. Оказалось, что среди них можно найти такие, которые состоят примерно из одних и тех же членов. Например, I и *2*, II и *3*. Отличие членов этих пар состоит в том, что некоторые квазары групп I–III "перешли" в сторону больших светимостей линий [OIII]. Из группы I "перешел" квазар 1612 + 261, из группы II – квазар 2135 −147, из группы III – квазар 1004 + 130. Нет ни одного случая, чтобы квазары групп I–III имели более низкую светимость линий [OIII], чем остальные квазары соответствующей ему группы. Это явление напоминает деление ядер сейфертовских галактик на типы Sy1 и Sy2 [15]. Следуя правилу деления сейфертовских ядер, квазары, "выскочившие" из своих групп I–III (образованных по соотношениям светимостей $\lg\mathcal{L}_\beta$ и $\lg\mathcal{L}_c$), благодаря более высоким, чем у остальных членов группы, светимостям в линии [OIII] можно отнести к типу QSO2, остальные – к типу QSO1. По Дибаю и Цветанову [16], светимость в линии [OIII] ядер типа Sy2 в среднем в 1,6 раза больше, чем ядер типа Sy1. Наши QSO2 по отношению к QSO1 имеют $\Delta\lg\mathcal{L}_{[OIII]} = 0{,}6$, или в светимостях различаются в 4 раза. Необходимо отметить, что тип ядер Sy2 отличается от Sy1 не только относительными интенсивностями линий [OIII] и H_β, но и шириной последних: у Sy2 она на порядок меньше, чем у Sy1. В QSO1 и QSO2 ширины водородных линий существенно не отличаются.

В табл. 10 приведены параметры квазаров групп *a* и *b*. Видно, что разделение этих групп также связано с различием спектральных характеристик: при переходе от группы *a* группе *b* растет *FWHM* H_β и уменьшаются показатель цвета $(U-B)$, отношение I_{5007}/I_β и эквивалентные ширины линий H_β и [OIII].

Таким образом, анализ рассмотренного материала по переменным потокам квазаров в эмиссионных линиях $H_\alpha - H_\delta$, 4959 Å, 5007 Å [OIII] и континууме показал, что с ростом светимости квазара в континууме рост светимости в линии H_β сначала идет плавно, а потом скачком падает, затем снова плавно растет и снова скачком падает и т.д. Такая закономерность имеет место как для переменных потоков отдельных квазаров, так и для квазаров низких и высоких светимостей. Она свидетельствует о сложной структуре газовых оболочек квазаров, внутри которых параметры меняются как плавно, так и скачками. Нечто похожее было нами отмечено при анализе изменений спектральных параметров ядра сейфертовской галактики NGC 1275, которые происходили с угасанием центрального источника. В частности, относительные интенсивности эмиссионных линий I_{5007}/I_β при уменьшении яркости ядра в континууме от 1971 до 1979 г. сначала падали плавно, а потом около 1979 г. скачком увеличились, после чего было отмечено снова их плавное падение [17]. В принципе таким же образом меняются и светимости квазаров в линиях [OIII] при изменении светимости в континууме. Но здесь накладывается дополнительный эффект, который состоит в том, что

Таблица 10

Параметры спектров квазаров, образующих разные зависимости $\lg \mathcal{L}_{[OIII]} \sim \lg \mathcal{L}_c$

Параметр	*a*	*b*
$U-B$	$-0^m,85 \pm 0^m,03$	$-0^m,75 \pm 0^m,02$
FWHM, H_β	$57 \pm 5, A$	$78 \pm 11, A$
I_{5007}/I_β	$0,86 \pm 0,15$	$0,25 \pm 0,03$
W_β	$74 \pm 9, A$	$48 \pm 3, A$
$W_{[OIII]}$	$52 \pm 9, A$	$12 \pm 2, A$
M	$-24^m,3 \pm 0^m,3$	$-25^m,3 \pm 0^m,4$
N_x	60%	50%

некоторые квазары имеют повышенную светимость в линиях [OIII] по сравнению с группой квазаров близких светимостей в линиях H_β и континуума. Исследованный материал позволяет предположить, что среди квазаров выборки [4–6], как и среди сейфертовских галактик, существуют объекты повышенной светимости в линиях [OIII] – аналог ядрам типа Sy2 : QSO2. Но в отличие от сейфертовских ядер QSO1 и QSO2 существенно не отличаются ширинами водородных линий. Кроме того, для QSO2 отношения I_{5007}/I_β могут иметь значения меньше 1.

Я благодарна П.П. Добронравину, В.М. Лютому за замечания по рукописи статьи, А.П. Корниенко за обсуждение вопросов статистики, а также Е.А. Лиморенко, Т.К. Ефановой, Т.Н. Никулиной, В.Т. Жоголевой и Л.И. Филатовой за помощь в обработке материала и изготовлении иллюстраций.

Декабрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pronik I., Merkulova N.* // Observational evidence of activity in galaxies: Proc. IAU Symp. N 121 / Ed. E. Khachikian et al. 1987. P. 195.
2. *Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 79. С.133.
3. *Pronik I., Merkulova N., Metik L.* // Astrophys. and Space Sci. 1990. Vol. 171. P. 91.
4. *Zheng W., Burbidge E.M.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 306. P. L67.
5. *Zheng W., Burbidge E.M., Smith H.E., Cohen R.D., Bradley S.E.* // Astrophys. J. 1987. Vol. 322. P. 164.
6. *Zheng W.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 324. P. 801.
7. *Veron-Cetty M.-P., Veron P.* // Sci. Rept ESO, 1984. N 1.
8. *Проник В.И., Чуваев К.К.* // Астрофизика. 1972. Т. 8. С. 187.
9. *Tohline J.E., Osterbrock D.E.* // Astrophys. J. 1976. Vol. 210. P. L117.
10. *Zheng W.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 333. P. 188.
11. *Baldwin J.A.* // Astrophys. J. 1977. Vol. 214. P. 679.
12. *Yee H.K.* // Astrophys. J. 1980. Vol. 241. P. 894.
13. *Cherepaschchuk A., Lyutyi V.* // Astrophys. Lett. 1973. Vol. 13. P. 165.
14. *Боярчук А.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1966. Т. 35. С. 45.
15. *Хачикян Э.Е., Видман Д.* // Астрофизика. 1971. Т. 7. С. 389.
16. *Дибай Э.Ф., Цветанов З.* // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 1143.
17. *Проник И.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1990. Т. 81. С. 107.

УДК 524.7+524.33+530.12

ПУЛЬСАЦИИ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК И ПРОБЛЕМА АНТИВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ

В.А. Котов, В.М. Лютый*

Новые оптические наблюдения ядра сейфертовской галактики NGC 3516, выполненные в 1990 г., полностью подтвердили наличие фазово-когерентной пульсации с периодом P_0 = 160,0101 мин. Вывод об "универсальном" статусе пульсации подкрепляется также дополнительным анализом оптических и/или инфракрасных данных, полученных в 1968–1986 гг. разными авторами для BL Lac, OJ 287 и некоторых других активных ядер галактик (АЯГ) Для большинства изученных АЯГ (полное число N_0 = 23) статистический уровень значимости P_0-осцилляции составляет ~2–4 σ.

Космологическая интерпретация P_0-осцилляции находит свое подтверждение в разделении АЯГ на две группы: объекты, осциллирующие в среднем синхронно с Солнцем (N_0 = 13), и остальные, осциллирующие в противофазе с Солнцем (N_0 = 10). Объяснение такого бимодального распределения АЯГ можно видеть в существовании двух классов АЯГ: состоящие из вещества и антивещества соответственно. Если гипотеза справедлива, то дальнейшие наблюдения 160-минутных осцилляций далеких АЯГ могут дать простой и эффективный способ обнаружения антивещества во Вселенной.

PULSATIONS OF THE ACTIVE GALACTIC NUCLEI AND PROBLEM OF THE ANTIMATTER IN THE UNIVERSE, *by V.A. Kotov, V.M. Lyuty*. New optical observations of the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 3516, performed in 1990, have fully confirmed the presence of a phase-coherent pulsation with a period of P_0 = 160,0101 min. The "universal" status of the pulsation is also supported by our extended analysis of additional optical and/or infrared data obtained in 1968–1986 by different authors for BL Lac, OJ 287 and several other AGN's. For majority of AGN's studied (the total amount N_0 = 23) statistical level of confidence is found to be about 2 σ to 4 σ for the presence of P_0 –oscillation.

The cosmological interpretation of P_0-oscillation is strongly supported by the division of AGN's into two groups: those oscillating, in average, synchronously with the Sun (N_0 = 13) and the rest oscillating in antiphase with the Sun (N_0 = 10). The explanation of such bimodal distribution may be seen in the existence of the two kinds of AGN's: made of ordinary matter and antimatter, respectively. If our hypothesis proved to be valid, further observations of distant AGN's might provide us with an easy and effective method for finding antimatter in the Universe.

Введение

Сейчас нет однозначного представления об источниках энергии активных ядер галактик, их моделях и эволюции. Эффективный метод их изучения – наблюдение их быстрой переменности, что особенно ярко продемонстрировали недавние измерения в рентгеновском (X) диапазоне, выполненные на спутнике EXOSAT.

Удивительным является обнаружение одного и того же периода P_0 = 160,0101 (±1) мин в оптическом и/или X-излучении ряда АЯГ [1–3] (период впервые был найден в спектре мощности (СМ) глобальных осцилляций Солнца [4–7]). "Универсальность" периода – независимость от расстояния до объекта d (или красного смещения z) – нами принимается как доказательство его космологической природы [1–3].

Гипотеза, однако, противоречит принципам стандартной космологии, основанной на фридмановских моделях Вселенной и идее Большого взрыва. Безусловно, гипотеза требует тщательной проверки и анализа новых наблюдательных данных. Для тех же, кто настроен слишком критически, напомним слова Фейнмана [8]: "Один из верных способов остановить прогресс науки – это разрешить эксперименты лишь в тех областях, где законы уже открыты". Известно, что астрофизика прогрессирует на основе наблюдательных фактов и на их тщательном и объективном анализе, а не по вере или голосам.

Статистический анализ начальных фаз P_0-осцилляции 20 внегалактических объектов (АЯГ) показал, что с достоверностью около 2,4σ распределение фаз носит бимодальный характер [9] (σ – "сигма" нормального закона распределения). А именно

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва.

P_0-осцилляция для половины объектов синфазна с 160-минутной пульсацией Солнца, для других АЯГ находится в противофазе с Солнцем.

Нам представляется привлекательной гипотеза [9], согласно которой объекты, асинхронные с Солнцем, состоят из *антиматерии*. Она основана на простой аналогии с фактом изменения "левого" на "правое" при переходе от вещества (В) к антивеществу (АВ) (последнее было установлено в физических экспериментах по проверке нарушений четности при слабых взаимодействиях). Поскольку изменение знака вращения эквивалентно сдвигу фазы периодического сигнала на 180°, это и служит логическим обоснованием гипотезы о В и АВ для АЯГ, пульсирующих соответственно в фазе и в противофазе с Солнцем.

С целью дальнейшего исследования природы P_0-осцилляции здесь нами анализируются новые данные о быстрой переменности АЯГ.

Когда речь идет о переменности сейфертовских галактик, квазаров или объектов типа BL Lac, мы всюду подразумеваем галактические ядра. Моменты времени всех наблюдений приведены к Солнцу, а нулевая фаза – при свертке наблюдательных данных с периодом P_0 – всюду соответствует моменту UT 00^h00^m 1. I 1974 г. При обработке оптических и рентгеновских данных медленные тренды удалялись с помощью полиномов 2-го порядка. В ряде случаев, например для данных наблюдений за одну ночь, анализировались отклонения от линейного тренда или от среднего уровня. Подробнее о методе обработки см. [1,9].

Все оптические измерения блеска АЯГ, как правило, сделаны относительно звезды-стандарта. N – полное число отдельных точек в данной временной последовательности, причем каждая точка последовательности получена, как правило, с усреднением в интервалах времени $\Delta t \approx 5$ мин (иногда, для некоторых X-наблюдений, $\Delta t > 5$ мин). Вариации потока (блеска) выражены или в относительных единицах $\delta \equiv \Delta I/I_0$ (где I_0 – среднее значение потока), или в процентах, или в звездных величинах; Δ – среднеквадратичное отклонение данного временного ряда.

1. О статистической значимости периодичности

В отличие от обычных задач по поиску периодичности в нашем случае значение периода известно a priori, и единственное, что требуется для каждого объекта, – определить, присутствует ли P_0-периодичность, каковы ее средняя амплитуда и фаза, а также статистическая значимость. Поэтому выводы основываются не только на вычислении СМ временных рядов, но также в ряде случаев на анализе средних кривых для периода свертки P_0.

Средние кривые строятся с усреднением по фазе, как правило, τ = 20 мин (иногда $\tau \approx 23$ мин (1/7 периода) или 30 мин) [9]. В качестве критериев достоверности принимаются величины

$$\mathcal{P}_1 = \sqrt{2} A_p \sigma/\sigma_0, \quad \mathcal{P}_2 = \sqrt{2} A_h \sigma/\sigma_h, \tag{1}$$

где A_p и A_h – "пиковая" амплитуда (половина двойной "пиковой" амплитуды) и гармоническая амплитуда волны соответственно; σ_0 и σ_h – стандартные ошибки среднего значения (средней точки) фазовой кривой и A_h соответственно. Синусоида через средние точки проводится методом наименьших квадратов (МНК).

Третий критерий $\mathcal{P}_3$ определяется на основе СМ, при этом учитывается, что распределение ординат в СМ экспоненциальное [10]. Вероятность, что на данной частоте ν мощность I случайно превзойдет уровень I', равна

$$p = e^{-\eta}, \tag{2}$$

где $\eta = I'/\langle\sigma\rangle$; $\langle\sigma\rangle$ – стандартное отклонение СМ. Согласно [10], значение $\langle\sigma\rangle$ примерно равно среднему значению спектральной плотности СМ $\langle I\rangle$, причем

$$\langle I\rangle \approx \sigma_p^2/N, \tag{3}$$

σ_p^2 – дисперсия временного ряда. В [10], однако, не уточнена нормировка ординат I в СМ; к тому же соотношение (3) приближенное, с точностью до коэффициента порядка единицы.

У нас ординаты $I(\nu) \equiv A_h^2(\nu)$. При вычислении СМ для каждого значения ν находится (методом прямого фурье-преобразования (ПФП), методом наименьших квадратов или методом наложенных эпох) тригонометрический полином

$$y = a_0 + a \sin \omega t + b \cos \omega t, \tag{4}$$

где $\omega = 2\pi\nu$; a_0, a и b – вычисляемые коэффициенты полинома (в нашем случае $a_0 = 0$, $a^2 + b^2 = A_h^2$). Мы предполагаем, что измеренные значения ординат (временного ряда) $y(t)$ содержат только случайные ошибки, причем ошибки предполагаются некоррелированными и подчиняющимися нормальному закону распределения с дисперсией σ_p^2, а сами измерения равноточные. Тогда ошибки a, b подчиняются нормальному закону распределения с центром 0 и дисперсиями $2\sigma_p^2/N$ [11]. Отсюда следует, что $\langle I \rangle \approx 2\sigma_p^2/N$,

$$\eta = \frac{A_h^2}{2\sigma_p^2} N. \tag{5}$$

Для данного пика высотой A_h^2 в СМ (на заданной apriori частоте $\nu_0 = P_0^{-1}$) вычисляем вероятность $p = e^{-\eta}$, затем находим значимость $\mathcal{P}_3$, выраженную в "сиг мах", нормального распределения. В качестве окончательного критерия значимости принимаем среднее значение $\mathcal{P} = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2 + \mathcal{P}_3)/3$.

2. Объект 3C 371 (блазар)

Объекты типа BL Lac (часть из них относят к так называемым блазарам), как класс, являются яркими X-источниками, с рентгеновской светимостью L_x в пределах 10^{43}–10^{46} эрг/с (для области энергий 0,3–3,5 кэВ). Они характеризуются сильной и очень компактной радиоэмиссией, быстрой переменностью потока и высокой степенью поляризации в оптическом и инфракрасном диапазонах спектра, а также гладким континуумом в широком диапазоне частот. Линейная поляризация для некоторых объектов достигает 45%. Наблюдения на радиотелескопах VLBI показали наличие "сверхсветовых" движений и релятивистских джетов. Первоначально объекты были открыты по их сильному радиоизлучению, но сейчас наиболее ценную информацию о них дают X-наблюдения.

Считается, что в общем излучении блазаров доминирует синхротронное инфракрасное излучение, причем наиболее яркие объекты излучают вблизи эддингтоновского предела. Из быстрой переменности следует, что источник со светимостью $\sim 10^{15}\ L_\odot$ ($L_\odot$ – светимость Солнца) находится в объеме размером $\sim 10^{15}$ см [12].

Преобладание эмиссии ядра у блазаров связано с углом зрения α: при малых α обычно наблюдается яркий объект с доминирующим ядром, окруженным радиооблаками. При малых α мы как бы "заглядываем" в глубь объекта, в области, примыкающие непосредственно к центральному компактному ядру (смотрим на объект как бы "с полюса"). Считается, что для блазара 3C 371 угол α имеет умеренное значение ($\approx 45°$?). В рентгеновском излучении он показывает переменность с характерными временами от ≈ 8 ч до ≈ 25 мин [13].

Блазар 3C 371 наблюдался на спутнике EXOSAT 11 и 29.IX 1984 г. в диапазоне 0,05–2 кэВ; суммарное время наблюдений около 20 ч [13]. Здесь нами проанализированы X-измерения, выполненные с фильтром 3LX; общая длительность составляет 13 ч за указанные выше две даты; время интегрирования данных EXOSAT – 500 с (предварительный результат обработки сообщен в [9]). Для каждого из четырех отрезков записи в фильтре 3LX (см. рис. 3 в [13]) вычислялись вариации δ относительно среднего значения данного отрезка. В результате получен массив с числом точек $N = 89$, $\Delta = 37{,}9\%$. Средняя кривая для периода 160,0101 мин приведена на рис. 1,*а*, где ампли-

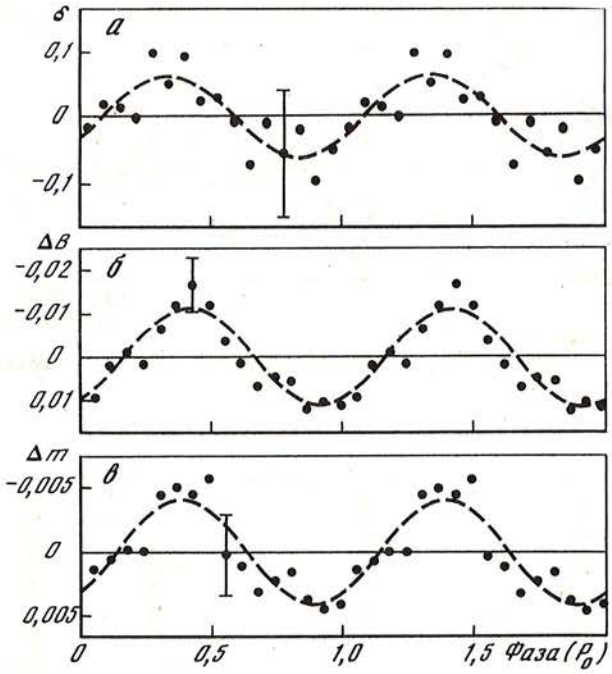


Рис. 1. Средние кривые 3C 371

а — по данным рентгеновских наблюдений на EXOSAT (11 и 29.09.1984 г.; 0,05 — 2 кэВ, N = =89); *б* — оптических наблюдений 31.08.1976 г. (фильтр *B*, N = 31); *в* — средняя кривая по всем рентгеновским и оптическим наблюдениям 1976 и 1984 гг. (N=120)

Точки — средние относительные значения вариаций потока в интервалах времени длительностью τ = 30 мин (*а*) и 20 мин (*б*, *в*). Вертикальные черточки — типичные стандартные ошибки средних значений; штриховые линии — синусоиды, вычисленные МНК (то же на других аналогичных рисунках)

туда A_h = 6,1±5,0%, фаза максимума синусоиды φ_h = 0,34±0,14, фаза негармонического ("пикового") минимума Ψ = 0,82±0,25, значимость $\mathcal{P} \approx 1{,}2\sigma$.

Оптические наблюдения выполнены авторами [14] 31.VIII 1976 г.; за время наблюдений ~ 150 мин сделано 243 измерения в фильтре *B*. После усреднения этих данных в 5-минутных интервалах и вычитания среднего нами получен массив остатков N = 31, $\Delta = 0{,}^m012$ (звездная величина). Средняя кривая для периода P_0 показана на рис. 1,*б*: $A_h = 0{,}^m011 \pm 0{,}^m003$, φ_h = 0,41±0,05, Ψ = 0,92±0,15. Поскольку длительность наблюдений охватывает только один период (~P_0), объективно значимость волны оценить трудно; формально по критерию $\mathcal{P}_1$ она составляет ~2σ. Несмотря на низкий уровень достоверности обеих кривых (рентгеновской и оптической), обращает на себя внимание совпадение в пределах ошибок их фаз φ_h и Ψ.

Затем дисперсия *X*-ряда была приведена к дисперсии оптического ряда. Средняя кривая для общего временного ряда (N = 120, $\Delta = 0{,}^m012$) приведена на рис. 1,*в*: A_h = $= 0{,}^m0041 \pm 0{,}^m0020$, φ_h = 0,39±0,08, Ψ = 0,92±0,12, значимость $\mathcal{P} \approx 2{,}4\sigma$.

3. BL Lac

Это прототип класса лацертид. Масса ядра объекта оценивается величиной ~ $\sim 1{,}0 \cdot 10^7\ M_\odot$, радиус $r \sim 3 \cdot 10^{14}$ см ($M_\odot$ — масса Солнца).

Оптические наблюдения, выполненные разными авторами в фильтре *V* в 1976–1987 гг. (N = 537, $\Delta = 0{,}^m026$), с высоким уровнем значимости показали присутствие периодичности P_0 [9].

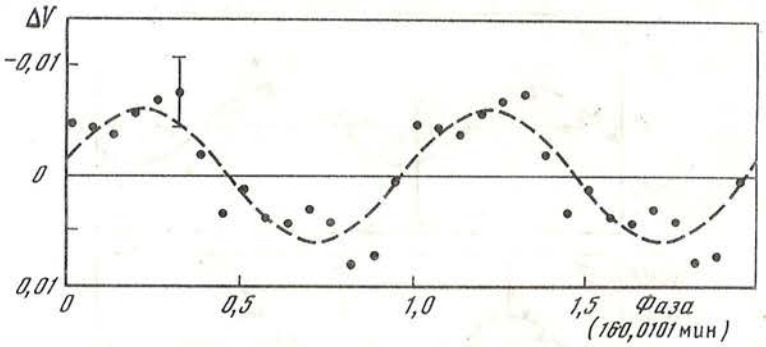


Рис. 2. Средняя оптическая кривая блеска BL Lac (1976–1987 гг., N=586); τ =20 мин

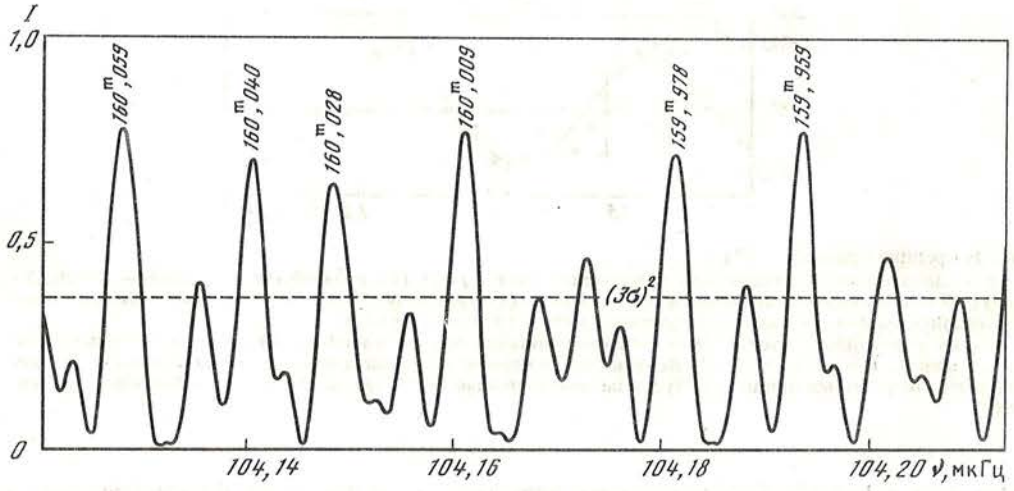


Рис. 3. Спектр мощности BL Lac по оптическим наблюдениям 1976–1987 гг., N=586

Еще одна серия наблюдений в фильтре V выполнена Аслановым и Липуновой [15] 30.VIII 1985 г.: за время ~ 140 мин сделано 78 измерений блеска. После усреднения данных в интервалах времени $\Delta t \approx 5$ мин нами получен массив остатков "измерения минус среднее значение": $N = 30$, $\Delta = 0\overset{m}{,}0343$. Кроме того, по сравнению с [9] мы произвели несколько другое усреднение (по интервалам $\Delta t \approx 5$ мин) оптических измерений [16], выполненных 11 и 14.VII 1987 г., получив новый массив остатков: $N = 119$, $\Delta = 0\overset{m}{,}0130$ (вместо $N = 100$, $\Delta = 0\overset{m}{,}0078$ в [9]). Учтя дополнение [15] ($N = 30$) и изменение [16] ($N = 119$) массива данных для BL Lac, получили новый массив остатков для всего интервала наблюдений 1976–1987 гг.: $N = 586$, $\Delta = 0\overset{m}{,}0265$. Средняя P_0-кривая показана на рис. 2: $A_h = 0\overset{m}{,}0062 \pm 0\overset{m}{,}0020$, $\varphi_h = 0{,}22 \pm 0{,}06$, $\Psi = 0{,}84 \pm 0{,}10$, $\mathcal{P} = 4{,}3\sigma$.

Спектр мощности, вычисленный методом ПФП для ограниченного диапазона частот около $\nu = P_0^{-1}$, показан на рис. 3. Основные пики отвечают периодам 160,059; 160,009 и 159,959 (±2) мин. Второй период в пределах ошибки совпадает с P_0, а расстояние между главными пиками соответствует периоду 1 год, обусловленному скважностью наблюдений. Последний факт свидетельствует в пользу реальности центрального пика с периодом ~ P_0.

4. Квазар 4С 29.45

Голубой объект Ton 599 отождествляется с квазаром B2 1156+295 – оптическим объектом в области радиоисточника 4С 29.45. Наблюдения на радиотелескопах VLA показали, что неразрешенное ядро источника излучает около 98% полного радиопотока [17]. Объект обладает сильной и очень переменной оптической линейной поляризацией (до 29%).

Исходя из оптической переменности, авторы [17] для размера компактного ядра получают величину $D < 4 \cdot 10^{13}$ см, а для массы черной дыры – $M \gtrsim 3 \cdot 10^7\ M_\odot$. В [18] для массы получена сходная оценка $\sim 10^7\ M_\odot$, а для размера аккрецирующего диска приводится величина $r \sim 5 \cdot 10^{13}$ см.

В [17] приведены данные фотоэлектрических измерений блеска квазара, выполненные в фильтре V: 5.IV 1981 г. (за время ~5 ч сделано 10 отдельных измерений) и 28.IV 1982 г. (5 измерений за 3 ч наблюдений). Кроме того, 9.IV 1981 г. проведена быстрая фотометрия с временным разрешением ~1 мин (при эпизодических измерениях звезды сравнения, не показавшей заметных флуктуаций блеска). Эти наблюдения выполнены без фильтра с ФЭУ, чувствительным в голубой области спектра; за время ~ ~3 ч получено 216 отдельных измерений блеска.

В [18] быстрая фотометрия в фильтре B сделана в течение 7 ч (с большим перерывом, длительностью около 1,9 ч) 8.IV 1981 г., а также 9.IV 1981 г. в течение ~3,5 ч; телескоп – 91-см рефлектор обсерватории Китт-Пик. Всего сделано 366 измерений с временем интегрирования около 1 мин. (Часть наблюдений 9.IV [18], длительностью 2,2 ч, совпадает по времени с записью 9.IV [17].)

Для всех указанных пяти ночей 1981–1982 гг. нами удалялся линейный тренд (вычисленный МНК для каждой ночи отдельно), затем остатки "измерения минус тренд" усреднялись в интервалах Δt = 5 мин. В результате получен массив остатков: N = 150, Δ = 2,79%. Средняя P_0-кривая приведена на рис. 4, *а*: A_h = 1,05±0,41%, φ_h = 0,00±0,07, Ψ = 0,47±0,08, $\mathcal{P} \approx 3{,}8\sigma$.

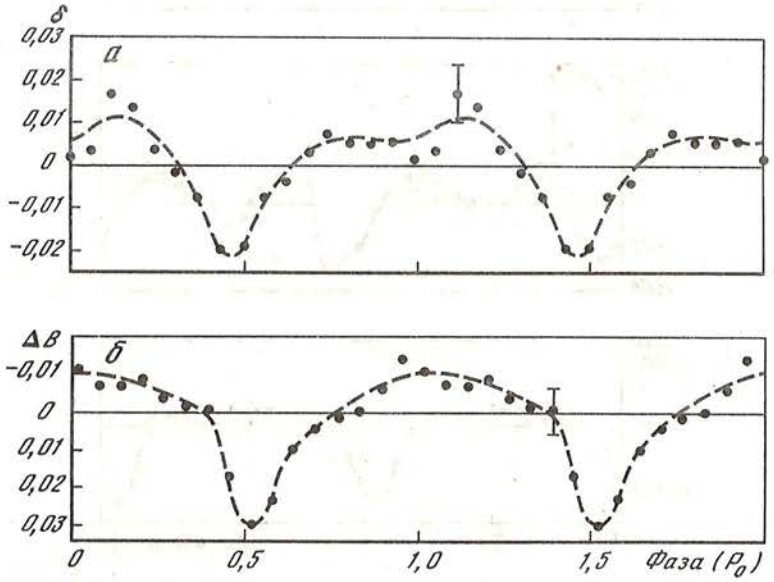


Рис. 4. Средние оптические кривые блеска двух квазаров

а – B2 1156 + 295 (1981–1982 гг., N =150) ; *б* – 3C 273 (1968–1986 гг., N=340). Интервал усреднения по фазе τ = 20 мин. Штриховые кривые проведены через точки (то же на других аналогичных рисунках)

На рис. 4,*б* приведена кривая квазара ЗС 273, полученная ранее [3] по данным оптических наблюдений 1968–1986 гг. в фильтре *B*. Обращает на себя внимание совпадение (в пределах ошибок) фаз двух кривых, а также подобие их форм: узкий глубокий минимум и широкий максимум.

5. Квазар ЗС 454.3 и лацертиды ЗС 66 А и OJ 287

Оптически сильно переменный объект ЗС 454.3 наблюдался Анджионе [19] в сентябре 1968 г. В фильтре *B* в течение каждой из трех ночей длительность наблюдений превышала 3 ч: 20.IX (длительность $L \approx 3{,}2$ ч), 21.IX ($L \approx 4{,}8$ ч) и 24.IX (≈ 3 ч); общее число измерений 53. После исключения из каждой ночи линейного тренда нами получен массив остатков: $N = 53$, $\Delta = 0{,}^m043$. Средняя кривая приведена на рис. 5,*а*: $A_h = 0{,}^m0059 \pm 0{,}^m0076$, $\varphi_h = 0{,}05 \pm 0{,}20$, $\Psi = 0{,}53 \pm 0{,}12$; значимость низкая: $\mathcal{P} \approx 1{,}2\sigma$.

Радиоисточник ЗС 66А идентифицируется с оптическим голубым звездообразным объектом, имеющим гладкий континуум типа объектов BL Lac.

Фотографические наблюдения сделаны [20] в 1974 г. в течение двух ночей, 11 и 14.XI; суммарная длительность около 8,8 ч, число измерений 47. После исключения для каждой ночи линейного тренда нами получен массив остатков: $N = 47$, $\Delta = 0{,}^m0532$. Средняя кривая показана на рис. 5,*б*: $A_h = 0{,}^m0034 \pm 0{,}^m0167$, $\varphi_h = 0{,}47 \pm 0{,}77$, $\Psi = 0{,}08 \pm 0{,}15$, $\mathcal{P} \approx 1{,}0\sigma$.

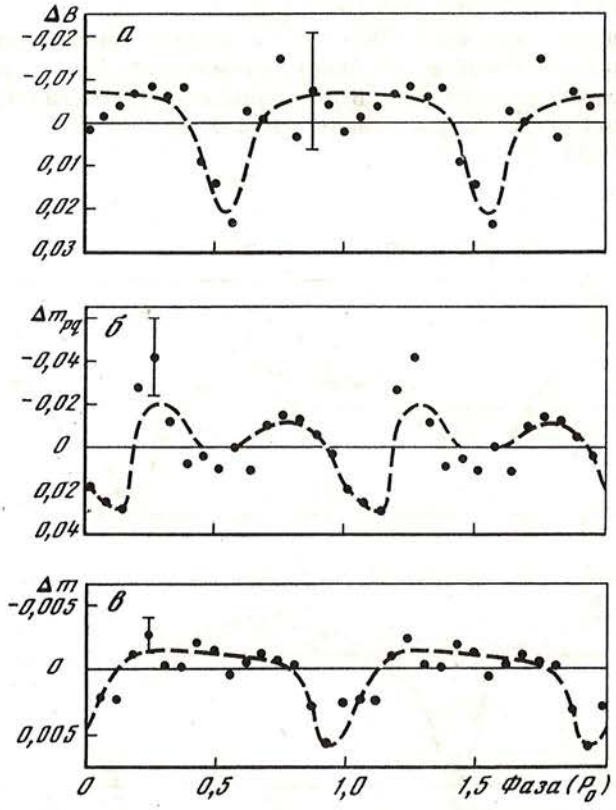


Рис. 5. Средние кривые (*а*) квазара ЗС 454.3 (по наблюдениям [19] в фильтре *B*; 1968 г.; $N=53$), (*б*) объекта ЗС 66А (фотографические наблюдения 1974 г.; $N = 47$) и (*в*) OJ 287 (оптические и инфракрасные наблюдения 1972–1986 гг.; $N=202$)

Интервал усреднения по фазе $\tau = 30$ мин (*а*, *б*) и 20 мин (*в*)

Таблица 1

Данные наблюдения OJ 287

Дата	Фильтр (полоса)	N	Δ, зв. вел-на	Ссылка
18.III 1972 г.	V	31	$0\overset{m}{,}0071$	[23]
11, 12 II 1983 г.	V	22	0,0065	[9]
2, 3, 5, 10.XII 1986 г.	H	113	0,061	[22, 24]
11.XII 1986 г.	K	36	0,051	[22]

Статистические значимости обеих кривых на рис. 5 низкие; тем не менее примечательно, что кривая ЗС 454,3 находится практически в противофазе к кривой ЗС 66 А.

OJ 287 – один из наиболее изученных внегалактических объектов типа BL Lac и один из наиболее сильно переменных на всех длинах волн.

Кривая блеска, по архивным данным, показывает наличие периодических вариаций оптического потока излучения с периодами ~11,65 и 11,0 лет, что позволило авторам [21] говорить о модели объекта, состоящего из двух черных дыр с полной массой $\sim 5 \cdot 10^9\ M_\odot$. Характер кривой излучения во время вспышек указывает на процесс дисковой аккреции вещества.

Предварительные результаты поиска P_0-периодичности приведены в [9]. К этим данным (оптические наблюдения в фильтре V в 1972 и 1983 гг. ($N = 53$) и инфракрасные наблюдения в полосе H в 1986 г. ($N = 78$)) мы добавили измерения, выполненные Лоренцетти и др. [22] 10.XII 1986 г. в полосе H и 11.XII 1986 г. в полосе K, в сумме около 4,9 ч ($N = 71$). Полный список наблюдательных данных приведен в табл. 1.

По величине Δ массив K приведен к массиву H, затем полученный массив (H, K) приведен к стандартному отклонению Δ оптического массива V. Результирующая P_0-кривая для общего массива данных OJ 287 ($N = 202$, $\Delta = 0\overset{m}{,}0068$) показана на рис. 5, *в*: $A_h = 0\overset{m}{,}0022 \pm 0\overset{m}{,}0009$, $\varphi_h = 0{,}45 \pm 0{,}07$, $\Psi = 0{,}97 \pm 0{,}09$, $\mathcal{P} = 3{,}6\sigma$.

Видно, что кривая OJ 287 находится в противофазе со средними кривыми трех квазаров, показанных на рис. 4 и 5, *а*.

6. Сейфертовская галактика NGC 3516

UBV-измерения 1968–1986 гг. ($N_1 = 166$, $\Delta_1 = 6{,}9\%$) показали присутствие периода P_0 с высоким уровнем значимости. Соответствующая кривая блеска приведена на рис. 6, *а* согласно [25]: $N = 166$, $\Delta = 6{,}9\%$, $A_h = 2{,}0 \pm 0{,}6\%$, $\varphi_h = 0{,}09 \pm 0{,}05$, $\Psi = 0{,}54 \pm 0{,}16$, $\mathcal{P} = 3{,}5\sigma$.

В 1990 г. новые наблюдения выполнены В.Т. Дорошенко и В.М. Лютым в фильтре U на 60-см рефлекторе Крымской лаборатории ГАИШ. В течение четырех ночей (19–20, 20–21, 21–22.III и 17–18.V) суммарной длительностью около 12,5 ч сделано 116 измерений блеска ядра NGC 3516 относительно звезды сравнения. После удаления линейного тренда (для каждой ночи отдельно) получен массив остатков: $N_2 = 116$, $\Delta_2 = 0\overset{m}{,}023$. Средняя кривая показана на рис. 6, *б*: $A_h = 0\overset{m}{,}0071 \pm 0\overset{m}{,}0043$, $\varphi_h = 0{,}10 \pm 0{,}12$, $\Psi = 0{,}60 \pm 0{,}10$, $\mathcal{P} = 2{,}3\sigma$. Видно, что обе верхние кривые на рис. 6 находятся в фазе, что убедительно свидетельствует о сохранении начальной фазы P_0-осцилляции на протяжении более чем двух десятилетий.

Оба ряда фотоэлектрических измерений NGC 3516 (с числом остатков N_1 и N_2) приведены к среднему для них стандартному отклонению $\Delta = 4{,}51\%$ и сведены в единую временну́ю последовательность. Средняя P_0-кривая для полного массива данных *UBV*-фотометрии 1968–1990 гг. ($N = 282$) приведена на рис. 6, *в*: $A_h = 1{,}3 \pm 0{,}3\%$, $\varphi_h = 0{,}10 \pm 0{,}04$, $\Psi = 0{,}55 \pm 0{,}09$, $\mathcal{P} = 4{,}4\sigma$.

Спектр мощности, вычисленный методом ПФП для всего ряда данных 1968–1990 гг.,

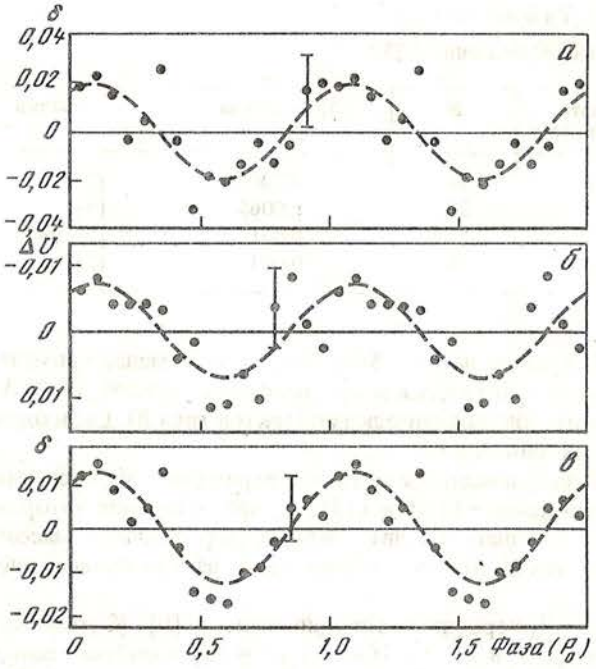


Рис. 6. Средние кривые блеска NGC 3516 по данным наблюдений

а – 1968–1986 гг. (*UBV*-фотометрия, N_1 = 166); *б* – 1990 г. (фильтр *U*, N_2 = 116); *в* – 1968–1990 г. (N = 282). Интервал τ =20 мин

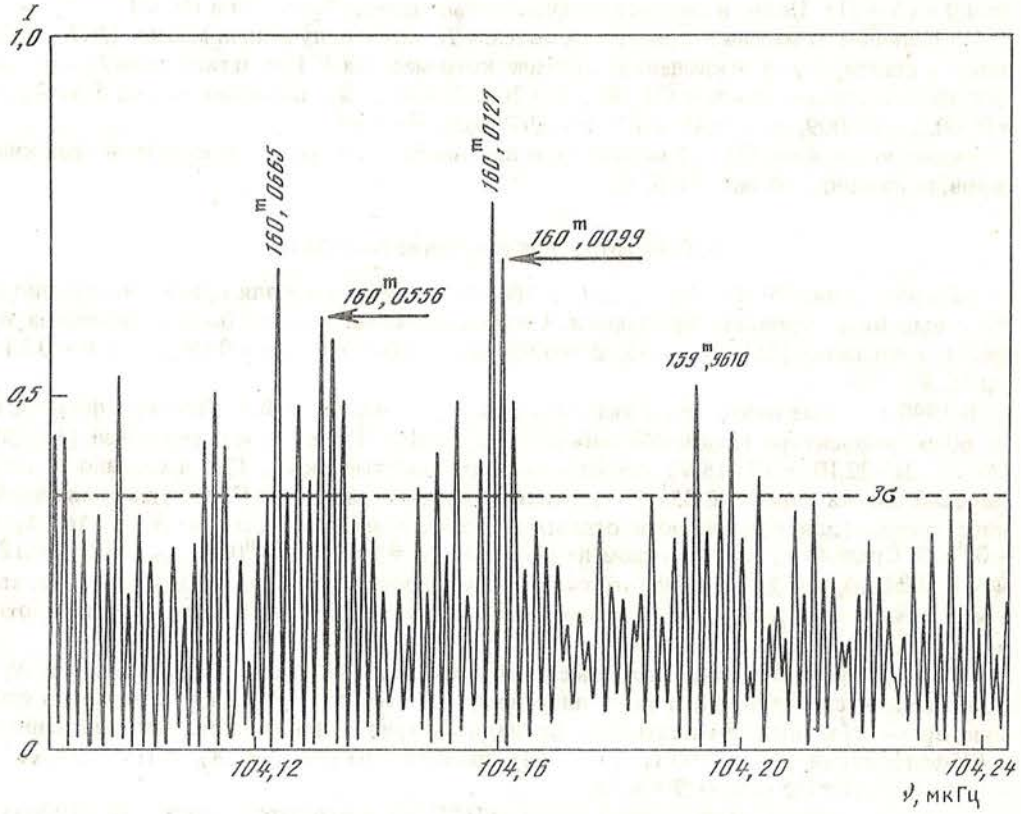


Рис. 7. Спектр мощности вариаций блеска NGC 3516 за 1968–1990 гг.; N = 282

показан на рис. 7. Второй по величине пик, со значимостью $\mathcal{P} \approx 4{,}4\sigma$, соответствует периоду 160,0099 (±6) мин, т.е. совпадает в пределах ошибки с P_0. Этому пику отвечают два годичных сателлита, $P \approx 160{,}056$ и $\approx 159{,}961$ мин, что дополнительно свидетельствует в пользу его реальности. (О статистической достоверности других пиков на рис. 7 говорить преждевременно, поскольку вероятность p каждого из них необходимо увеличить в $m \approx 100$ раз, где m – число независимых частотных интервалов СМ.) Регулярное расщепление пиков с шагом $\Delta\nu \approx 1{,}8$ нГц обусловлено скважностью наблюдений: основная часть данных получена в 1972–1974 и 1990 гг.

Таким образом, наблюдения 1990 г. полностью подтвердили присутствие P_0-осцилляции с постоянной фазой и существенно повысили статистическую значимость результата.

7. Бимодальное распределение фаз

В табл. 2 приведены характеристики наблюдательных данных для семи объектов, проанализированных в разд. 2–6.

Для всех других 16 объектов, изученных нами, сводку аналогичных данных можно найти в [9]. Для всех 23 АЯГ полное число оптических измерений $N = 2850$, рентгеновских $N = 3013$. Внеатмосферные измерения составляют, следовательно, более половины общего числа данных.

В табл. 3 приводим параметры кривых блеска всех 23 внегалактических объектов, а также Солнца (для 16 АЯГ и Солнца данные заимствованы из [9]). Для пяти АЯГ P_0-кривые получены как в оптическом, так и в рентгеновском диапазоне спектра. Предполагая, что в среднем задержка оптических вариаций излучения относительно X-вариаций не превосходит $P_0/2$ [9], для среднего запаздывания получаем $\Delta\Psi = \Psi_{\text{опт}} - \Psi_{\text{рент}} = 0{,}10 \pm 0{,}08$. Приведя оптические фазы (минимума излучения) Ψ к системе рентгеновских фаз, получаем систему корректированных фаз Ψ' (см. последний столбец табл. 3 (для Солнца фаза $\Psi \equiv \Psi'$ как для точечного объекта)).

Распределение числа объектов по корректированным фазам, $n(\Psi')$, показано на рис. 8, *а*: видно, что около половины объектов группируются в диапазоне фаз 0,70–1,15, остальные – в диапазоне 0,25–0,60; средние значения фаз равны соответственно $\Psi'_1 = 0{,}92 \pm 0{,}04$, $\Psi'_1 = 0{,}41 \pm 0{,}03$.

Средняя фаза Ψ'_1 (группа из 13 АЯГ) близка к фазе Солнца $\Psi_\odot = 0{,}83$, а средняя фаза Ψ'_2 (остальные 10 АЯГ) – к фазе "анти-Солнца", $\Psi_\odot - 0{,}5 = 0{,}33$.

Применив статистическую процедуру [9], получаем, что разделение фаз Ψ' АЯГ на две группы достоверно на уровне значимости $2{,}9\sigma$.

Автокорреляционная функция распределения $n(\Psi')$ показана на рис. 8, *б*, где максимум коэффициента корреляции $\rho(\Delta\Psi')$ достигает величины ~0,59 для сдвига $\Delta\Psi' \approx 0{,}5$, что соответствует достоверности бимодального распределения $n(\Psi')$ на уровне $\sim 3{,}1\sigma$.

Третья оценка достоверности получена с помощью ПФП 23 фаз Ψ', приведенных в табл. 3. Соответствующий спектр $F(f)$, вычисленный для трижды повторенного распределения фаз Ψ' (т.е. для фаз Ψ' от 0 до 3), показан на рис. 8, *в* (f – "частота" в единицах $1/\Psi'$). Максимум, отвечающий $f = 2$ (т.е. $\Psi' = 0{,}5$), имеет значимость около 3σ.

Таким образом, добавление нового наблюдательного материала, в частности добавление к списку [9] данных для трех новых АЯГ, существенно увеличило достоверность бимодального распределения фаз (значимость возросла от $2{,}4\sigma$ [9] до $\sim 3\sigma$).

Примечательно, что все четыре квазара в нашем списке (3C 273, B2 1156+295, III Zw2 и 3C 454.3) принадлежат к группе объектов, осциллирующих в противофазе с Солнцем.

Таблица 2

Данные наблюдений семи АЯГ

Объект	Интервал наблюдений, годы	Фильтр (полоса)	N	Δ, %
NGC 3516	1968–1990	U, B, V	282	4,51
3C 371	1976	B	31	1,11
	1984	X	89	37,9**
3C 66A	1974	$\approx U, B, V$	47	4,90
3C 454.3	1968	B	53	3,96
OJ 287	1972–1986	V^*, H, K	202	0,63
BL Lac	1976–1987	V	586	2,44
4C 29.45	1981–1982	$\approx U, B, V$	150	2,79

Примечание. * Для OJ 287 данные, полученные в полосах H, K, по величине Δ приводились к ряду V. **Данные EXOSAT дали большое значение Δ для 3C 371: при амплитуде P_0-периодичности $A_h = 6{,}1\%$ (см. текст).

Таблица 3

Параметры средних кривых блеска 24 объектов

Объект	Спектральный диапазон	A_h, %	φ_h max	Ψ min	$\mathcal{P}$	Ψ'
1	2	3	4	5	6	7
NGC 1275	опт.	1,1±0,7	0,21±0,11	0,64±0,10	2,5σ	0,54
" 3516	"	1,3±0,3	0,10±0,04	0,55±0,09	4,4σ	0,45
" 4051	"	0,7±0,5	0,73±0,13	0,19±0,25	1,6σ	0,96
" 4051	рент.	9,4±1,8	0,30±0,04	0,82±0,23	3,3σ	0,96
" 4151	опт.	1,6±0,5	0,56±0,05	0,07±0,09	3,8σ	0,99
" 4151	рент.	2,8±1,2	0,43±0,07	0,00±0,07	2,7σ	0,99
" 5506	"	1,0±0,6	0,89±0,12	0,41±0,13	1,7σ	0,41
" 5548	опт.	1,4±0,3	0,36±0,05	0,88±0,18	4,7σ	0,78
" 6814	рент.	1,7±1,7	0,62±0,16	0,11±0,13	1,8σ	0,11
" 7314	"	39±5	0,07±0,05	0,56±0,16	3,0σ	0,56
" 7469	опт.	1,1±0,3	0,44±0,04	0,91±0,20	4,0σ	0,92
" 7469	рент.	4,8±4,0	0,41±0,11	0,02±0,16	1,9σ	0,92
3C 66 A	опт.	0,3±1,5	0,47±0,77	0,08±0,15	1,0σ	0,98
" 273	"	1,4±0,4	0,08±0,05	0,52±0,07	3,4σ	0,42
"371	опт.	1,0±0,3	0,41±0,05	0,92±0,15	2,0σ	0,82
" 371	рент.	6,1±5,0	0,34±0,14	0,82±0,25	1,2σ	0,82
" 454.3	опт.	0,5±0,7	0,05±0,20	0,53±0,12	1,2σ	0,43
4C 29.45	"	1,1±0,4	0,00±0,07	0,47±0,08	3,8σ	0,37
III Zw 2	рент.	10±7	0,81±0,11	0,32±0,10	3,0σ	0,32
Mrk 335	"	4,5±1,4	0,55±0,05	0,03±0,13	3,6σ	0,03
" 421	опт.	0,8±0,5	0,44±0,08	0,96±0,07	3,4σ	0,87
" 421	рент.	0,5±0,4	0,34±0,14	0,88±0,09	1,9σ	0,87
" 501	опт.	0,7±0,3	0,34±0,06	0,85±0,10	3,0σ	0,75
OJ 287	опт., ИК	0,2±0,1	0,45±0,07	0,97±0,09	3,6σ	0,87
MCG-6-30-15	рент.	9,4±6,5	0,48±0,12	0,08±0,13	3,5σ	0,08
BL Lac	опт.	0,6±0,2	0,22±0,06	0,84±0,10	4,3σ	0,74
EXO 1128+691	рент.	14±6	0,82±0,08	0,29±0,10	2,4σ	0,29
PKS 2155–304	"	1,3±0,3	0,81±0,04	0,31±0,09	4,4σ	0,31
Солнце	опт., ИК	$\sim 4 \cdot 10^{-4}$	0,33±0,03	0,83±0,08	3,8σ	0,83

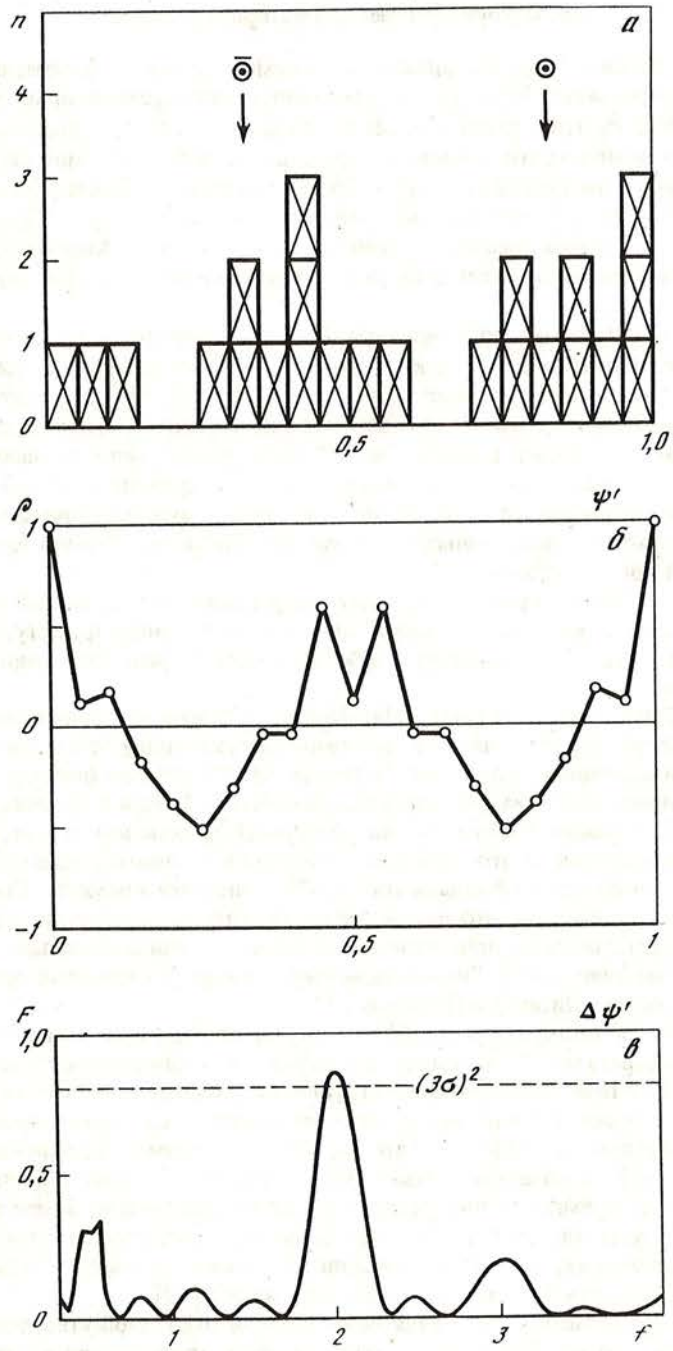


Рис. 8. Распределение фаз ψ' для 23 внегалактических объектов (*а*) и автокорреляционная функция, вычисленная для распределения $n(\psi')$ (*б*), и спектр прямого фурье-преобразования ψ' (*в*)
Стрелками и знаками ⊙ и $\bar{\odot}$ указаны фазы Солнца и "анти-Солнца"

8. О космологической интерпретации

Суть представления о P_0-осцилляции как о космологическом феномене – "мировых часах" (или универсальных флуктуациях пространственно-временной метрики) изложена в [1–3]. Период P_0 трактуется как некий стандарт для отсчета времени, единый для всей Вселенной и независящий от системы отсчета. Главной проблемой такой трактовки P_0 и факта синфазности (асинфазности) с Солнцем остается физическая природа механизма, обеспечивающего (статистически) постоянство частоты $\nu_0 = P_0^{-1}$, начальной фазы и синхронности с нашей звездой. Можно предполагать, что каким-то образом информация о фазе сохраняется на всем пути распространения света от далеких АЯГ до Солнечной системы.

При обсуждении природы повсеместных P_0-осцилляций нельзя не коснуться некоторых воззрений Мак-Кри [26]. Он констатирует, что так называемое вакуумное время идет так же, как и обычное время для твердого тела. Ход его дается, например, обычными механическими часами, кварцевыми генераторами, атомными часами и т.п. Мак-Кри удивляется, почему все эти "часы" идут чрезвычайно согласованно между собой, хотя их природа скрывается в *случайных* флуктуациях вакуума. Поэтому он предполагает существование в природе некоего механизма или принципа, имеющего значение "универсальных вакуумных флуктуаций", добавляя: "Почти всю свою жизнь я удивлялся этой проблеме часов. . .".

По мнению Мак-Кри, вакуум представляет собой единые *управляющие* часы в физике в том смысле, что все наши часы "берут" время из вакуумных флуктуаций. Но одновременно он указывает, что сам вакуум вряд ли имеет "стрелу" времени, и это приводит нас в недоумение.

Для нас еще более интересен вывод Мак-Кри [26] о том, что плотность энергии так называемого субстратного излучения (вакуумных флуктуаций) не зависит от хаббловского расширения Вселенной и поэтому "мировые часы" должны быть органически связаны с флуктуациями вакуума. Это приводит Мак-Кри к мысли о существовании "стандартных часов" Вселенной. Рассматриваемый период P_0, как мы видим, не зависит от хаббловского расширения, и это свойство P_0-осцилляций подтверждает нашу гипотезу о том, что P_0 – некоторая (фундаментальная?) константа времени. Таким образом, вместе с Мак-Кри мы считаем, что для более глубокого представления о времени и его измерении необходим новый космологический подход. Сами осцилляции с частотой ν_0, возможно, представляют собой "ненаблюдаемый истинно дискретный временной процесс", о котором пишут Либшер и Новиков [27].

Сразу возникает и такой вопрос [26]: можно ли вообще примирить существование неизменного "субстратума" (вакуумных флуктуаций) с концепцией уникального Большого взрыва (БВ)? При введении сопутствующего (нормированного на P_0) времени $t_0 = t/P(t)$ сингулярность БВ исчезает: она превращается в концентрированное бесконечное прошлое Вселенной. (Здесь t – время, $P(t)$ – фундаментальный период, равный P_0 в нашу эпоху [1]; в качестве единицы для измерения времени принимается интервал, равный P_0, а не временной интервал, обычно принимаемый на Земле в виде, например, секунды, минуты или года.) Такое представление согласуется с мнением многих астрофизиков, считающих, что сжатия материи как такового вообще не было, а космологическая сингулярность "исток реки нашего времени" [27].

В стандартной космологии и инфляционной модели Вселенной утверждается, что все основные события "по созданию" и взрыву Вселенной происходили в очень коротком промежутке времени, сравнимом с планковским временным интервалом:

$$\tau_p = (G\hbar/c^5)^{1/2} \sim 10^{-43}\,\mathrm{c}$$

(G – постоянная Ньютона, $\hbar$ – постоянная Планка, деленная на 2π, c – скорость света). При этом молчаливо обходится стороной вопрос о правомерности применения нашей земной единицы времени (секунды) к "планковской" эпохе.

Нормировка времени t/S $(S = P(t))$ позволяет по-новому судить о состоянии Вселенной в далеком прошлом и, по-видимому, позволяет избежать сингулярности БВ [1].

О теоретической возможности "размазывания" сингулярности гравитационного расширения или коллапса говорит также Хокинг [28]. (Он, в частности, отмечает, что предсказания классической теории относительности о сингулярности БВ с бесконечной плотностью очень похожи на неверный вывод классической теории, что в атоме плотность вероятности обнаружить электрон в ядре бесконечно велика, т.е. фактически должен происходить коллапс атома.)

9. Вещество и антивещество

Разделение начальных фаз АЯГ на две группы статистически достаточно значимо, чтобы более детально, чем в [9], попытаться объяснить это интригующее обстоятельство и подробнее остановиться на гипотезе о веществе (В) и антивеществе (АВ) во Вселенной.

Для физики необходимость существования АВ во Вселенной вытекает из принципов симметрии (четности и странности) в мире элементарных взаимодействий. Поэтому у физиков давно утвердился положительный взгляд на возможную симметрию между В и АВ. Всякое обнаружение следов АВ должно привести к определенному выбору той или иной модели Вселенной и ее эволюции.

В принципе различие между В и АВ можно установить, например, по регистрации нейтрино (или антинейтрино) от АЯГ, но это дело отдаленного будущего: наблюдательная нейтринная астрофизика сделала пока только первые шаги, зарегистрировав потоки нейтрино от Солнца и сверхновой 1987 А (последний результат некоторыми авторами подвергается сомнению). Но возможно, что наблюдение 160-минутных осцилляций представляет принципиально новый и простой способ дискриминации между В и АВ (?).

Напомним, что в 50-х годах Ли и Янгом было обнаружено, что для слабых взаимодействий не выполняется принцип сохранения четности (т.е. симметрии правого и левого). Это, по мнению физиков, должно вести к нарушению внутренней симметрии В и АВ. И далее это привело к мысли о том, что в мире реализуется, по-видимому, принцип так называемой комбинированной симметрии (CP-симметрии), когда одновременно меняются левое и правое и В на АВ.

Многие полагают, что именно комбинированная симметрия реализуется во Вселенной. Тогда, при равном количестве В и АВ принцип сохранения четности, который нарушается при слабых взаимодействиях для В, должен нарушаться и для АВ, но в противоположном направлении. Это может приводить к разному (или даже противоположному, как предполагают некоторые физики) течению времени для В и АВ (?). Отсюда вытекает требование универсальной CPT-симметрии.

В инфляционных моделях Вселенной обсуждается проблема барионной асимметрии. В частности, барионная асимметрия может возникать при температурах инфляции $T > 5 \cdot 10^{10}$ ГэВ [29]. При этом малые флуктуации могут приводить к большим флуктуациям отношения барионное число/энтропия, и даже с изменением знака. Это могло обусловить разделение Вселенной на барионные и антибарионные области (В и АВ).

При флуктуациях ΔT в Метагалактике должны образовываться крупномасштабные области В и АВ. Если же справедлива наша гипотеза, то В и АВ должны быть перемешаны, вероятно, на уровне масштабов групп галактик. Поэтому не очень далеко от нас, на расстояниях $\sim 30/h$ Мпк, могут находиться галактики из АВ, например NGC 3516 (?), см. табл. 3 и 4. Здесь $h = H_0/75$, где H_0 (км/(с·Мпк)) – постоянная Хаббла.

Докучаева (Москва, частное сообщение, 1990 г.) высказала предположение, что бимодальность может быть обусловлена противоположным направлением вращения АЯГ, входящих в две группы объектов. Идея интересная и заслуживает специального рассмотрения. Против нее, однако, имеется возражение: ориентация осей вращения АЯГ, по-видимому, случайна относительно луча зрения и потому следует ожидать слу-

чайного распределения фаз (если даже удается найти какой-либо физический механизм, связывающий направление вращения с фазой осцилляции, что само по себе проблематично).

Можно пытаться связать бимодальность фазового распределения, например, с ориентацией магнитного поля различных АЯГ; но здесь – то же возражение, что и в случае разного вращения.

Заключение

Метод исследования P_0-осцилляций в основном статистический: эффект обнаруживается в результате статистического анализа на периодичность (при постоянной начальной фазе) временных процессов, происходящих с огромными колебаниями энергии и колебаниями очень больших масс – от ~ 1 до $\sim 10^{10}\ M_\odot$ (в случае квазара 3С 273). Здесь можно провести некоторую аналогию с методом квантовой механики. Там тоже исследуются статистические свойства атомов и элементарных частиц и устанавливаемые закономерности проявляют себя на фоне непредсказуемых виртуальных квантово-механических процессов. В нашем случае (АЯГ) также среди, казалось бы, совершенно причинно не связанных процессов (вспомним о громадных и очень разных скоростях удаления и расстояниях до АЯГ) наблюдается тем не менее вполне детерминированный процесс "универсальных" осцилляций частоты $P_0^{-1} =$ 104,160 мкГц с неизменной начальной фазой.

Некоторые характеристики (M_B – абсолютная звездная величина; α и δ – экваториальные координаты для эпохи 1950,0; l, b – галактические координаты) 23 внегалактических объектов приведены в табл. 4. Можно видеть, что никакой заметной корреляции между M_B и принадлежностью объекта к 1-й или 2-й группе (по фазе ψ') установить нельзя. Также нет какой-либо зависимости от z и координат, а также связи с направлением на "великий аттрактор" (см. рис. 9).

Таблица 4

Характеристики 23 внегалактических объектов

Объект	Тип	Название	α δ	l b	z	M_B
		JAU				
Mrk 335	Sy 1	0003+199	$00^h03^m,8+19°55'$	108°,8–41°,4	0,0251	–20,45
III Zw2	Sy 1/QSO	0007+106	00 07,9+10 42	107,0–50,6	0,0890	–21,65
3C 66 A	BL	0219+428	02 19,5+42 48	140,1–16,8	0,444	–25,80
NGC 1275	Sy 2/BL	0316+413	03 16,5+41 20	150,6–13,3	0,0178	–21,10
OJ 287	BL	0851+202	08 52,0+20 18	206,8+35,8	0,306	–24,80
Mrk 421	BL	1101+384	11 01,7+38 28	179,9+65,0	0,0308	–21,35
NGC 3516	Sy 1	1103+728	11 03,4+72 50	133,2+42,4	0,0088	–19,85
EXO 1128+691	Sy 1	1128+691	11 28,2+69 09	133,4+46,6	0,043	–20,00
4C 29.45	QSO	1156+295	11 57,0+29 31	199,4+78,4	0,729	–28,00
NGC 4051	Sy 1	1200+448	12 00,6+44 49	148,9+70,1	0,0023	–18,35
NGC 4151	Sy 1,5	1208+396	12 08,0+39 45	154,9+75,0	0,0033	–18,85
3C 273	QSO	1226+023	12 26,6+02 20	290,0+64,4	0,158	–25,90
MCG-6-30-15	Sy 1	1333–340	13 33,0–34 03	313,3+27,7	0,082	–17,80
NGC 5506	Sy 2	1410–029	14 10,7–02 58	339,2+53,8	0,0059	–18,15
NGC 5548	Sy 1,5	1415+253	14 15,7+25 22	32,0+70,5	0,0168	–20,35
Mrk 501	BL	1652+398	16 52,2+39 50	63,6+38,9	0,034	–21,00
3C 371	BL	1801+698	18 07,3+69 49	100,1+29,2	0,051	–21,80
NGC 6814	Sy 1	1939–104	19 39,9–10 27	29,3–16,0	0,0053	–19,80
PKS 2155-304	BL	2155–304	21 56,0–30 28	17,7–52,3	0,117	–25,00
BL Lac	BL	2200+420	22 00,7+42 02	92,6–10,4	0,070	–21,55
NGC 7314	Sy 1	2233–263	22 33,0–26 19	27,1–59,7	0,0057	–19,55
3C 454.3	QSO	2251+158	22 51,5+15 53	86,1–38,2	0,859	–26,45
NGC 7469	Sy 1	2300+086	23 00,7+08 36	83,1–45,5	0,0167	–21,05

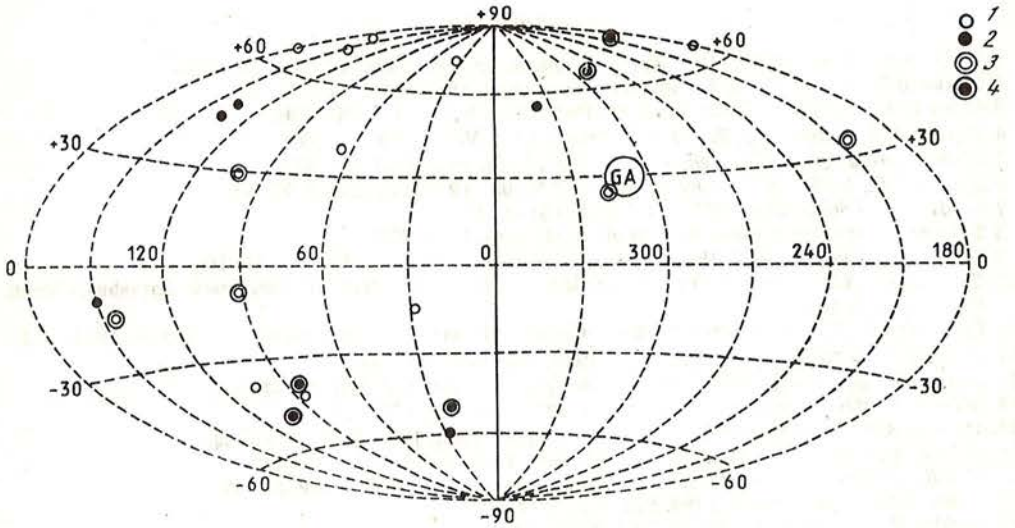


Рис. 9. Распределение 23 внегалактических объектов, состоящих предположительно из вещества (*1*) и антивещества (*2*), на небесной сфере в галактических координатах

1, 2 – близкие объекты, $z \leqslant 0{,}05$; *3,4* – далекие объекты, $z > 0{,}05$; GA – направление на так называемый великий аттрактор

Факт противофазы P_0-осцилляций (более точно – сдвига фазы на π) двух групп АЯГ, если он подтвердится на более обширном материале, может иметь очень интересные и глубокие следствия для астрофизики.

С методической стороны сдвиг фазы на π также примечателен: он устраняет ссылки на "близость периода к 1/9 среднесолнечных суток", на влияние земной атмосферы при наблюдениях Солнца и АЯГ, а также на всякие артефакты, которые якобы могут случайно присутствовать в обработке данных наблюдений.

Представленные факты заставляют с новых позиций возобновить дискуссию о присутствии антивещества во Вселенной. Многие астрофизики полагают, что единственная возможность обнаружить АВ – это зарегистрировать в какой-либо части Вселенной аннигиляцию В и АВ при неизбежном выделении огромной энергии или зарегистрировать достаточно интенсивный поток античастиц. Теперь, наверное, открывается новая и сравнительно простая возможность обнаружить АВ по наблюдениям P_0-осцилляций.

Из 23 АЯГ 13 объектов, согласно табл. 4, можно отнести к группе объектов В, 10 объектов – к группе АВ ("антиобъектов"). Если наше предположение о делении галактик (АЯГ) на объекты из В и АВ верно, то в Метагалактике количество В равно в пределах ошибок количеству АВ (соответственно 54±16 и 43±14%).

Стандартная космология, основанная на идее БВ, сейчас переживает тяжелый кризис из-за противоречий между предсказаниями теории и результатами наблюдений – см., например, список недостатков и противоречий теории, сформулированных недавно Олдершоу [30], а также Арп и др. [31]. В заключение приведем высказывание Пекера [32], сделанное им по поводу стандартной космологии и к которому мы полностью присоединяемся: "Я предпочитаю иметь более открытые убеждения и оставить широко открытыми двери для противоречий, воображения и, возможно, новых физических законов, применимых ко всей Вселенной".

Авторы выражают глубокую признательность В.П. Архиповой, О.Д. Докучаевой (Москва) и Д. Пацольду (D. Pätzold, Берлин) за полезное обсуждение, а также П.П. Добронравину и И.И. Проник за ряд полезных замечаний.

Октябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 78. С. 89–111.
2. *Лютый В.М., Котов В.А.* // Письма в Астрон. журн. 1990. Т. 16. С. 771–781.
3. *Kotov V.A., Lyuty V.M.* // C.r. Acad. sci. Paris. 1990. Vol. 310. P. 743–748.
4. *Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87–89.
5. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D.O.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 89–92.
6. *Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 92–95.
7. *Kotov V.A.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101–113.
8. *Фейман Р.* Характер физических законов. М.: Мир, 1968. 232 с.
9. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1991. Т. 85. С. 91–106
10. *Дорошенко В.Т., Ефимов Ю.С., Теребиж В.Ю., Шаховской Н.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1985. Т. 73. С. 143–153.
11. *Румшиский Л.З.* Математическая обработка результатов эксперимента. М.: Наука, 1971. 192 с.
12. *Impey C.D., Neugebauer G.* // Astron. J. 1988. Vol. 95. P. 307–351.
13. *Staubert R., Brunner H., Worrall D.M.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 310. P. 694–699.
14. *Miller H.R., McGimsey B.O.* // Astrophys. J. 1978. Vol. 220. P. 19–24.
15. *Асланов А.А., Липунова Н.А.* // Письма в Астрон. журн. 1987. Т. 13. С. 88–94.
16. *Miller H.R., Carini M.T., Goodrich B.D.* // Nature. 1989. Vol. 337. P. 627–629.
17. *Wills B.J., Pollock J.T., Aller H.D.* et al. // Astrophys. J. 1983. Vol. 274. P. 62–85.
18. *Grauer A.D.* // Astrophys. J. 1984. Vol. 277. P. 77–81.
19. *Angione R.J.* // Astron. J. 1971. Vol. 76. P. 25–30.
20. *Folsom G.H., Miller H.R., Wingert D.W., Williamon R.M.* // Astron. J. 1976. Vol. 81. P. 145–146.
21. *Sillanpää A., Haarala S., Valtonen M.J., Sundelius B., Byrd G.G.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 325. P. 628–634.
22. *Lorenzetti D., Massaro E., Perola G.C., Spinoglio L.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1989. Vol. 71. P. 175–181.
23. *Visvanathan N., Elliot J.L.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 179. P. 721–730.
24. *Massaro E., Lorenzetti D., Perola G.C., Spinoglio L.* // Adv. Space Sci. 1988. Vol. 8. P. 99–102.
25. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 79. С. 139–157.
26. *McCrea W.* // Quart. J. Roy Astron. Soc. 1986. Vol. 27. P. 137–152.
27. *Либшер Д.-Э., Новиков И.Д.* // Прошлое и будущее Вселенной. М.: Наука, 1986. С. 104–114.
28. *Хокинг С.* // Прошлое и будущее Вселенной. М.: Наука, 1986. С. 92–103.
29. *Hideo K., Karsushiko S., Nebuaki S.* // Proc. 117th IAU Sympos. Princeton. Dordrecht, 1987. P. 492.
30. *Oldershow R.L.* // Nature. 1990. Vol. 346. P. 800.
31. *Arp H.C., Burbidge G., Hoyle F.* et al. // Nature. 1990. Vol. 346. P. 807–812.
32. *Pecker J. -C.* // New ideas in astronomy. Cambridge: Univ. press, 1988. P. 295–312.

УДК 523.98 + 523.94

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В СПОКОЙНЫХ И АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ. ИХ СРАВНЕНИЕ

В.И. Абраменко, С.И. Гопасюк, М.Б. Огирь

Продолжены исследования [1] вертикальных электрических токов в спокойных областях атмосферы Солнца и проведено их сравнение со значениями токов в активных областях.

Электрические токи рассчитывались на основании поперечного магнитного поля, вычисленного по наблюдаемому продольному полю, и H_α-волоконец. Подтверждены результаты [1] о величине и структуре токов в спокойных областях. В магнитном холме, как правило, имеется несколько элементов с током, направленным как вверх, так и вниз. Величина тока в отдельном токовом элементе в большинстве случаев не превосходит 10^{10} А.

Величина плотности тока в активных и невозмущенных областях в среднем увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. Средняя величина плотности тока

при данной напряженности поля практически не зависит от размеров и стадии эволюции активной области.

При тех же значениях напряженности поля плотность тока в спокойных областях систематически ниже, чем в активных. Способность генерации тока (плотность тока, отнесенная к единице напряженности поля) в слабых полях эффективнее как в активных, так и в спокойных областях.

ELECTRIC CURRENTS IN QUIET AND ACTIVE REGIONS ON THE SUN AND THEIR COMPARISON, *by V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk, M.B. Ogir'*. The investigation of vertical electric currents in quiet regions of solar atmosphere is being continued. The electric currents in quiet and active regions are compared.

The electric currents were calculated on the basis of H_α-fibrils and potential magnetic field, obtained from the observed longitudinal field component. The results on the value and structure of the electric currents in quiet atmosphere, published in [1], are confirmed. The electric currents of opposite directions are present, as a rule, in a hump of the magnetic field. The value of electric current in separate current stream can mount to 10^{10} A.

The value of current density in active and quiet regions in average grows with the increasing magnetic field. The average value of current density for some given field strength is practically independent from the size and evolution stage of the active region.

The current density in quiet regions is always lower than in the active regions for the same value of field strength. However the electric current generation (the value of current density versus a unit of field strength) is more efficient in weak fields.

Недавно нами изучалась структура вертикальных электрических токов в невозмущенной области на Солнце. Было выявлено соответствие токовых структур в холме общего магнитного поля и в одиночном пятне [1].

Известно, что в активных областях электрические токи играют важную роль в формировании различных нестационарных процессов [2–6]. Не исключено, что и вне активных областей они могут быть важными для возникновения нестационарности (спикул, ярких точек, выбросов), но масштабы этих процессов в активных и невозмущенных областях различны.

Здесь мы проводим изучение вертикальных электрических токов как в активных областях, так и в прилегающих к ним невозмущенных участках. Вычисление токов проводилось на основе данных о структуре потенциального поперечного магнитного поля, вычисленного на основании решения задачи Неймана по наблюдаемой вертикальной составляющей поля, и H_α-снимков. Методика этих вычислений токов и ее надежность изложены в [7, 8]. Эта методика была применена нами в [1] при изучении невозмущенной области. Пока это единственный способ получения информации об электрических токах в местах слабых полей, поперечная составляющая которых недоступна измерениям с магнитографом.

1. Данные наблюдений и методика обработки

Наблюдения исследуемых здесь областей были проведены 27.08 и 16.09.1989 г. Продольное магнитное поле регистрировалось на двойном магнитографе Башенного солнечного телескопа КрАО по линии λ5250 Å *Fe*I с разрешением 1″×4″. Параллельно проводилось кинематографирование этих же участков Солнца в линии H_α с интерференционно-поляризационным фильтром, полоса пропускания которого 0,5 Å; диаметр изображения Солнца 12 см. Размер площадки 27.08.1989 г. составлял 200×200″, координаты ее центра: $L = -12°$, $\varphi = +17°,6$. Размер площадки 16.09.1989 г. 160×270″, а координаты центра ее: $L = +14°,5$, $\varphi = +18°,1$. Для исключения эффекта проекции площадки были взяты вблизи центра солнечного диска. Каждая из площадок включала небольшую активную область. 27.08.1989 г. в ней было несколько мелких пятен, а 16.09.1989 г. – одно небольшое пятно. Наличие пятен способствовало более надежному совмещению магнитограмм с фильтрограммами. Групп с большими пятнами вблизи выбранных площадок не было.

Карты продольной составляющей магнитного поля были построены с разрешением 2×4″. По ним вычислялась структура потенциального поперечного поля (азимуты и

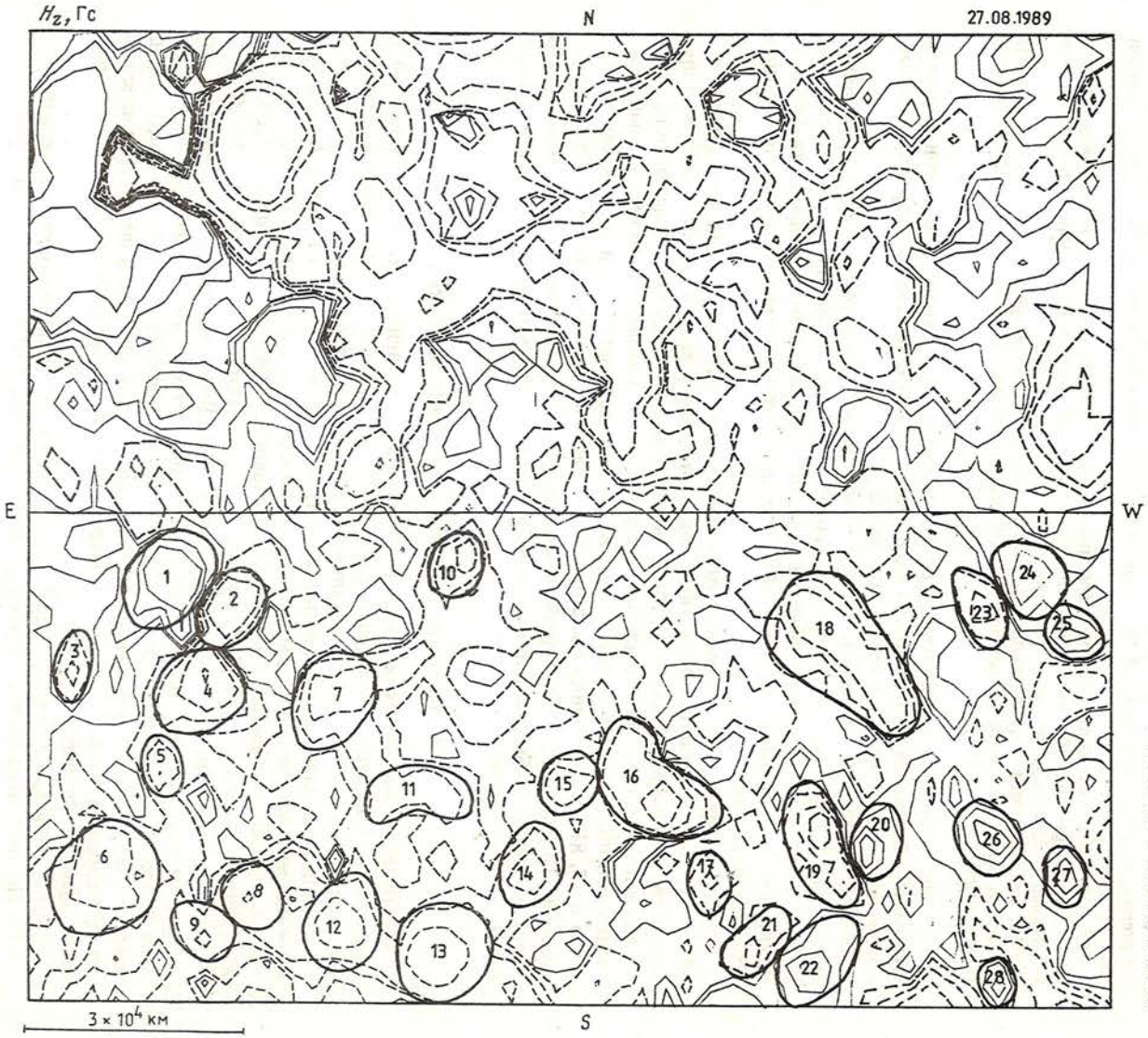


Рис. 1. Карта продольного магнитного поля участка 27.08. 1989 г.

Изолинии проведены через 0, 5, 15, 30, 100, 500, 800 Гс. Сплошными линиями выделены места с полем *N*-полярности, штриховыми — *S*-полярности. Тонкой сплошной линией отделена невозмущенная часть магнитограммы, а жирными замкнутыми линиями на ней выделены холмы магнитного поля

модуль). Метод вычисления потенциального магнитного поля изложен в [9]. Азимуты истинного поперечного поля мы определяли по волоконцам тонкой структуры хромосферы. Согласно [10], волоконца ориентированы вдоль поперечного магнитного поля. По обеим площадкам азимуты ориентации волоконец определялись в узлах сетки 4X4″.

На основании значений азимутов волоконец и величины потенциального поперечного поля мы вычислили составляющую вертикального электрического тока, которая, как показано в [7], обусловлена процессами поворота вектора потенциального поперечного поля. В случае активных областей эта составляющая хорошо и устойчиво отражает структуру и величину истинного тока [8].

На обеих картах продольного магнитного поля мы выделили области сильных полей, связанных с пятнами и флоккулами, и отдельно невозмущенные участки. На рис. 1 приведена карта продольного магнитного поля 27.08.1989 г. (сетка 4X4″), на которой выделены холмы поля в невозмущенной части. Следует отметить, что на обеих магнитограммах продольные поля в целом оказывались более сильными, чем в области 25.08.1989 г., которая изучалась нами ранее [1].

2. Результаты

Мы вычислили магнитные потоки и электрические токи как по всей магнитограмме, так и отдельно по невозмущенной части. Для всей магнитограммы 27.08.1989 г. магнитный поток *S*-полярности ($3{,}14\cdot10^{21}$ Мкс) в 3,3 раза превосходил поток *N*-полярности ($0{,}94\cdot10^{21}$ Мкс). По невозмущенному участку, который занимал примерно половину всей области, это отношение составляло 5,5 (поток *S*-полярности $6{,}1\cdot10^{20}$ Мкс, поток *N*-полярности $1{,}1\cdot10^{20}$ Мкс). Суммарный же ток по этому невозмущенному участку, направленный вниз, превосходил суммарный ток, направленный вверх, на 8%. Для всей магнитограммы 16.09.1989 г. магнитный поток *N*-полярности ($3{,}44\cdot10^{21}$ Мкс) превышал поток *S*-полярности ($2{,}35\cdot10^{21}$ Мкс) в 1,5 раза, а по невозмущенному участку – в 10,2 раза (поток *N*-полярности $7{,}4\cdot10^{20}$ Мкс, поток *S*-полярности $0{,}73\cdot10^{20}$ Мкс). Суммарный ток по этому невозмущенному участку, направленный вниз, больше суммарного тока, направленного вверх, на 5%.

Были исследованы также все холмы поля в невозмущенной части, которые можно было выделить на магнитограмме, однако не всегда они очерчивались изолинией 5 Гс, как это было в [1]. Поэтому в некоторых местах вокруг холма граница его проходила по изолинии с более высоким значением поля. Характеристики этих холмов приведены в табл. 1 для 27.08.1989 г. и в табл. 2 для 16.09.1989 г.: Ф – значения потоков *N*- и *S*-полярности в холмах поля; H_z^{max} – значение максимальной напряженности поля в холме (*S*-полярности соответствует знак "–").

Как видно из таблиц, бо́льшая часть холмов в невозмущенном участке 27.08.1989 г. была *S*-полярности, а 16.09.1989 г. – *N*-полярности (25.08.1989 г. число *N*- и *S*-холмов было одинаковым [1]). Магнитные потоки у подавляющего числа холмов 27.08.1989 г. невелики ($\sim 10^{19}$ Мкс), и они оказались близкими к значениям потоков для 25.08.1989 г. Однако в некоторых холмах магнитный поток и максимальная напряженность на порядок превышали соответствующие величины, характерные для холма невозмущенной области. Это говорит о том, что выделенные нами участки не являются в полной мере невозмущенными.

На рис. 2 приведена карта плотности вертикального электрического тока для 27.08.1989 г. с обозначенными на ней положениями холмов магнитного поля. Карты плотности тока обеих областей как 27.08.1989 г., так и 16.09.1989 г. показали, что в каждом холме поля имеются элементы токов встречных направлений. Таких элементов внутри холма обычно несколько, и они имеют тенденцию располагаться ближе к его периферии. Как правило, через место максимальной напряженности поля в холме проходит линия смены знака электрического тока. Качественно эти выводы совпадают с тем, что мы получили для 25.08.1989 г.

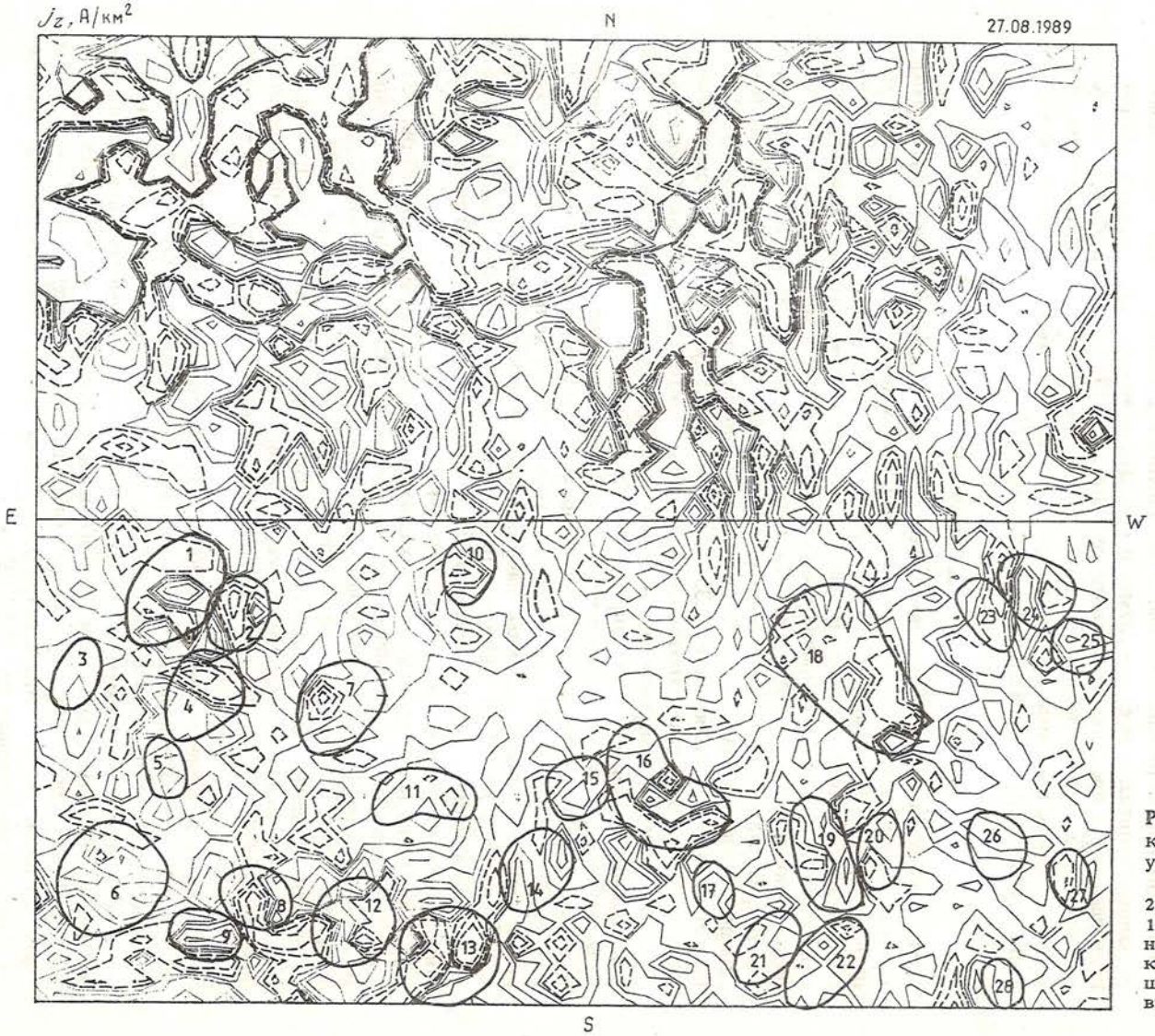


Рис. 2. Карта плотности вертикального электрического тока участка 27.08.1989 г.

Изолинии проведены через 200, 500, 1000, 5000, 10000 А/км². Сплошными линиями выделены места с током, направленным вверх, штриховыми – направленным вниз

Таблица 1

Характеристики магнитного поля и электрических токов в холмах поля 27.08.1989 г.

№ холма	$\Phi, 10^{19}$ Мкс	H_z^{max}, Гс	$I\uparrow, 10^9$ А	$I\downarrow, 10^9$ А	$\lvert I\uparrow\rvert-\lvert I\downarrow\rvert, 10^9$ А	$\bar{j}\uparrow$, А/км^2	$\bar{j}\downarrow$, А/км^2
1	2,1	94	17,7	−13,0	4,6	390	−1520
2	−1,5	−99	15,8	−3,3	12,5	620	−390
3	−0,2	−20	–	−3,4	−3,4	–	−260
4	−2,1	−112	20,1	−19,7	0,4	780	−660
5	−0,4	−32	0,2	−5,5	−5,3	60	−260
6	−3,1	−90	9,2	−15,1	−5,9	240	−270
7	−2,0	−65	11,4	−5,8	5,6	380	−170
8	−2,3	−116	26,7	−8,0	18,7	890	−470
9	−0,8	−39	8,3	−18,3	−10,0	480	−850
10	−0,7	−46	5,4	−5,3	0,1	420	−310
11	−0,6	−27	4,6	−0,6	4,0	180	−70
12	−5,2	−242	20,1	−19,3	0,8	520	−650
13	−9,3	−327	64,0	−67,3	−3,3	1150	−1120
14	−1,1	−48	4,2	−11,3	−7,1	190	−440
15	−1,0	−53	1,8	−7,4	−5,6	200	−290
16	−4,5	−246	21,9	−15,2	6,7	640	−440
17	−0,2	−20	1,4	−1,2	0,2	160	−140
18	−3,8	−98	35,7	−8,6	27,1	440	−330
19	−0,9	−46	4,3	−20,2	−15,9	250	−590
20	0,5	44	4,1	−3,6	0,5	960	−170
21	−0,3	−19	4,4	−2,8	1,6	170	−650
22	0,7	24	5,1	−5,5	−0,4	200	−260
23	−0,3	−23	8,8	−0,1	8,7	410	−10
24	1,1	44	9,2	−13,1	−3,9	540	−510
25	0,4	40	1,1	−5,1	−4,0	240	−390
26	0,3	28	–	4,6	−4,6	–	−270
27	0,2	27	4,3	–	4,3	500	–
28	0,2	24	–	0,8	−0,8	–	−100

В таблицах приведены также значения суммарного тока, направленного вверх ($I\uparrow$) и вниз ($I\downarrow$) внутри каждого холма магнитного поля, и результирующий по каждому холму ток (алгебраическая сумма встречных токов). Мы видим, что хотя суммарные токи одного направления внутри холма могут быть и большими, но в подавляющем числе случаев они имеют близкие значения и результирующий по холму ток оказывается небольшим. Именно этот ток и характеризует среднюю закрученность магнитного поля холма. Наиболее вероятное значение результирующего тока в холме по всем трем областям равно $3\cdot10^9$ А. Однако эта величина может быть неточной из-за того, что проведенные нами границы холмов не всегда охватывают всю систему токов, относящихся к данному холму.

В каждом холме поля были вычислены также средние по площади холма плотности токов, направленных вверх ($\bar{j}\uparrow$) и вниз ($\bar{j}\downarrow$). Из анализа таблиц следует, что в холмах поля с бо́льшим магнитным потоком и большей максимальной напряженностью, как правило, плотность токов выше.

Наряду с приведенными параметрами важной характеристикой может быть величина тока в отдельном токовом элементе. В пятне она составляет $10^{11}-10^{12}$ А [11]. Мы построили распределение числа токовых элементов по величине тока в них (без учета направления тока) для невозмущенных участков (рис. 3). Оказалось, что чаще всего встречаются элементы с током до 10^{10} А. Средние плотности тока в токовых элементах невозмущенных участков 27.08 и 16.09.1989 г. составляют примерно

Таблица 2

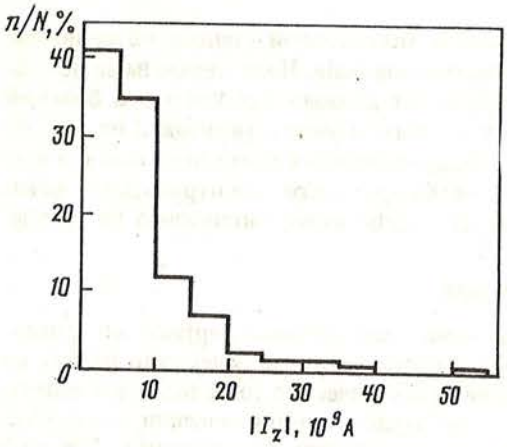
Характеристики магнитного поля и электрических токов в холмах поля 16.09.1989 г.

№ холма	Ф, 10^{19} Мкс	H_z^{max}, Гс	$I\uparrow$, $10^9 A$	$I\downarrow$, 10^9 А	$\lvert I\uparrow\rvert-\lvert I\downarrow\rvert$, 10^9 А	$\bar{j}\uparrow$, А/км^2	$\bar{j}\downarrow$, А/км^2
1	1,4	86	9,5	−13,6	−4,1	360	−1040
2	16,3	235	87,2	−97,2	−9,8	1120	−970
3	3,0	103	21,7	−16,0	5,7	560	−530
4	0,4	21	3,6	–	3,6	120	–
5	−0,4	−17	2,9	−2,[illegible]	0,5	120	−140
6	5,9	103	24,8	−19,2	5,6	320	−300
7	3,5	170	16,0	−13,0	3,0	460	−500
8	−0,3	−20	0,1	−6,2	−6,1	20	−240
9	15,0	262	80,0	−74,2	5,8	640	−660
10	−0,4	−20	8,0	−1,6	6,4	370	−90
11	0,8	47	1,3	−7,9	−6,6	100	−300
12	0,3	18	3,5	−1,2	2,3	200	−140
13	0,4	22	2,1	−6,1	−4,0	480	−240
14	0,2	18	3,0	−1,0	2,0	340	−60
15	1,4	73	8,0	−10,1	−2,1	370	−470
16	6,9	118	27,1	−64,1	−37,0	420	−1050
17	0,5	26	3,5	−1,2	2,3	200	−140
18	0,8	37	4,2	−8,5	−4,3	190	−390
19	0,3	20	1,0	−10,1	−9,1	220	−470
20	0,6	43	5,2	−0,7	4,5	240	−160
21	0,2	19	2,5	−4,5	−2,0	290	−340
22	0,2	16	0,5	−3,4	−2,9	120	−260
23	0,3	20	3,1	−0,7	2,4	180	−80

400–500 А/км^2, что несколько выше, чем для 25.08.1989 г. (около 300 А/км^2). Мы уже отмечали, что 27.08 и 16.08.1989 г. магнитные поля также были сильнее, чем 25.08.1989 г.

В целом наблюдается рост плотности тока в токовом элементе с ростом его магнитного поля, однако сопоставление карт плотности тока с картами продольного магнитного поля показало, что бывают такие участки, где магнитные поля сильнее, а электрические токи слабые, и наоборот. Поэтому целесообразно было вычислить средние плотности токов в местах разной напряженности поля. Для этого наблюдаемые напряженности поля были разделены на восемь интервалов: 0–10, 10–50, 50–100, 100–200, 200–300, 300–500, 500–1000, 1000–2000 Гс. Для каждого интервала по картам тока были вычислены средние плотности тока как для активных, так и для невозмущенных участков. Вычисления проводились отдельно для токов, направленных вниз, и для токов, направленных вверх, а также для каждой полярности. Эти значения оказались очень близкими между собой в каждом из интервалов для обоих как возмущенных, так и невозмущенных участков.

На рис. 4 представлены средние значения этих вычислений (без учета знака поля и токов) по обоим активным участкам (кривая *1*) и отдельно по обоим невозмущенным участкам (кривая *2*). Плотности тока были отнесены к средним величинам поля в интервалах. На рис. 4 нанесены также значения плотности токов, вычисленных нами в [12] по двум большим активным областям, находившимся на разных стадиях развития: одна – в устойчивой стадии, а другая – затухающая. Электрические токи в них вычислялись непосредственно по регистрации вектора магнитного поля. Области же, исследованные здесь, были слабыми, и токи в них определены совершенно другим способом. Несмотря на это, как мы видим (рис. 4), для всех активных областей усредненные по интервалам поля значения плотности токов практически совпали. С одной



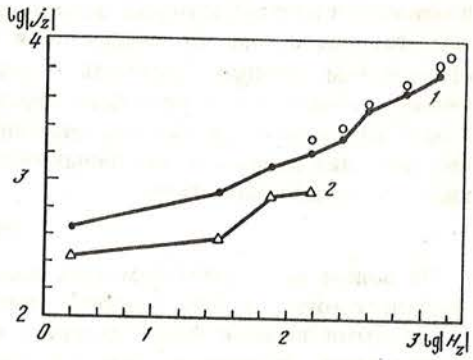


Рис. 3. Распределение числа токовых элементов n по величине тока (N=206)

Рис. 4. Изменение плотности вертикального электрического тока в зависимости от величины продольного магнитного поля

Кривая *1* соответствует активным областям, кривая *2* – невозмущенным. Кружками нанесены данные о токах для больших активных областей, вычисленные по наблюдаемому поперечному магнитному полю по данным [12]

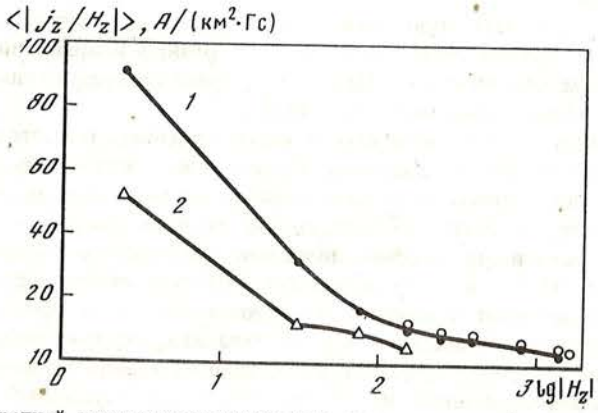


Рис. 5. Изменение средней плотности вертикального тока, отнесенной к единичной напряженности вертикальной составляющей поля $<|j_z/H_z|>$, в зависимости от $|H_z|$

Обозначения те же, что и на рис. 4

стороны, это еще раз подтверждает, что методика вычисления токов по наблюдениям продольного магнитного поля и H_α-волоконец вполне удовлетворительна. С другой стороны, оказалось, что в среднем плотность тока при данной напряженности поля не зависит от размеров активной области.

Из рис. 4 следует, что плотность тока растет с увеличением напряженности продольного поля. Для сильных полей (1300–1600 Гс) она составляет примерно 5980 А/км^2, а для слабых (0–10 Гс) – 450 А/км^2. Однако плотность тока растет медленнее, чем напряженность поля. Если плотность тока отнести к соответствующей напряженности поля, то, как видно на рис. 5, в местах слабых полей это отношение больше, чем в сильных полях.

Отношение плотности тока к напряженности поля, т. е. плотность тока, отнесенная к единице величины поля, фактически определяет эффективность генерации тока. Поэтому на основании результатов, представленных на рис. 5, мы приходим к выводу, что способность генерации тока в местах слабых полей выше.

Появление и усиление электрических токов в значительной степени обусловлены движениями плазмы, которые деформируют магнитное поле. Полученные нами результаты говорят о том, что слабые поля возмущаются движениями плазмы в большей степени, чем сильные. Плотность токов в спокойных областях (кривая *2* на рис. 4) несколько ниже, чем в активных, при тех же напряженностях магнитного поля, а следовательно, ниже и способность генерации токов. Скорее всего, это отражает тот факт, что движения плазмы в спокойных областях на Солнце менее интенсивны по сравнению с активными областями.

Заключение

На новом наблюдательном материале проведено исследование вертикальных электрических токов в двух участках атмосферы Солнца, которые содержали наряду со спокойными также и малые активные области. Электрические токи были вычислены на основании поперечного потенциального поля, найденного при решении задачи Неймана по наблюдаемому продольному полю и по ориентации H_α-волоконец. Согласно [8], эти токи хорошо соответствуют значениям, вычисленным по наблюдаемому поперечному полю.

Полностью подтверждены результаты [1] о структуре и величине токов в невозмущенных областях на Солнце. По величине поля и тока рассмотренные здесь спокойные участки оказались несколько более возмущенными по сравнению с ранее исследованной областью [1].

Структура токов в холмах продольного поля подобна структуре в униполярном пятне. В каждом магнитном холме текут токи встречных направлений. Величина тока в отдельном токовом элементе в большинстве случаев не превосходит 10^{10} А, а средние плотности тока в них составляют 300–500 А/км^2.

Величина плотности тока в активных и невозмущенных областях в среднем выше в тех местах, где магнитное поле сильнее. Средняя величина плотности тока при данной напряженности поля практически не зависит от размеров и стадии эволюции активной области. При тех же значениях напряженности поля плотность тока в активных областях систематически выше по сравнению с невозмущенными областями.

Как в активных, так и в невозмущенных областях способность генерации тока (плотность тока, отнесенная к единице напряженности поля) эффективнее в слабых полях. Генерация тока в существенной мере связана с деформацией магнитного поля движениями плазмы, и более сильные поля в меньшей степени подвержены таким возмущениям. Более низкое значение плотности тока в невозмущенной области, возможно, отражает тот факт, что движения плазмы здесь менее интенсивны.

Приносим благодарность Л.Г. Карташовой за предоставление H_α-наблюдений за 27.08.1989 г., а также Н.И. Шевякиной и Н.К. Коваль за помощь в подготовке статьи к печати.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 84. С. 128–136.
2. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Солнечные данные. 1987. № 6. С. 73–79.
3. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 78. С. 151–170.
4. *Yuanzhang L., Gaizauskas V.* // Solar Phys. 1987. Vol. 109, N 1. P. 81–90.
5. *Hagyard M.J.* // Solar Phys. 1988. Vol. 115, N 1. P. 107–124.
6. *De Jager C.* // Astrophys. and Space Sci. 1988. Vol. 141, N 1/2. P. 311–319.
7. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 80. С. 89–96.
8. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 80. С. 97–105.
9. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1987. Т. 76. С. 147–168.
10. *Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1964. Т. 31. С. 200–208.
11. *Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1965. Т. 33. С. 34–79.
12. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1991. Т. 83. С. 3–11.

УДК 527.75/98

ДИНАМИКА СИСТЕМЫ АРОЧНЫХ ВОЛОКОН В РАЗВИВАЮЩЕЙСЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Л.Г. Карташова

Исследовалась динамика системы арочных волокон по измерениям лучевых скоростей в линии H_α. Обнаружены новые закономерности в характере связи процессов всплывания магнитных арок, движения вещества вдоль них, развития поярчаний и вспышек:

1) наблюдаются как кратковременные (2–10 мин), так и продолжительные (30–60 мин) пульсации лучевых скоростей; 2) отмечается некоторая синхронность в продолжительных и нередко кратковременных изменениях скоростей в основаниях и вершине как отдельных волокон, так и всей системы в целом; 3) самые сильные колебания происходят в тех волокнах, которые примыкают к участкам наиболее интенсивного развития магнитных полей; 4) кратковременные пульсации совпадают по времени с отдельными поярчаниями или вспышками, а продолжительные – с периодами учащения этих явлений, с повышением общей яркости флоккулов, а также с приостановками в относительном смещении лидирующего и хвостового пятен, повторяющихся через каждые 1,5 ч.

DYNAMICS OF ARCH FILAMENTS SYSTEM IN GROWING ACTIVE REGION, *by L.G. Kartashova.* The dynamics of arch filaments system was studied by means of H_α-line radial velocities measurements. Some new regularities in the interacting processes of magnetic arches ascending, mass motions along the arches, the development of flares and brightenings:

1) both the short–term (2–10 min), and the long–term (30–60 min) pulsations of radial velocities are observed; 2) long–term and short–term pulsations are obserbed sometimes both as at the footpoints and as the top of individual filaments, so in the whole system simultaneously; 3) the strongest fluctuations of radial velocity are observed in those arch filaments, that lay in the regions with most rapid magnetic flields development; 4) short–term velocity pulsations are connected with individual brightening or flares and long–term pnes – with the friquency periods of these phenomena, the increase of the mean flooculed brightening and the graps between leader and follower sports moving apart.

Для изучения природы солнечной активности все большее значение приобретает знание процессов, происходящих непосредственно в отдельных магнитных арках и петлях активной области. Одна из важнейших проблем состоит в исследовании характера взаимосвязи процессов всплывания арок, движения вещества вдоль них и развития вспышек и поярчаний в основаниях этих образований. Особый интерес представляет начальный период развития активной области, когда в хромосфере наблюдается система арочных волокон (AFS), соединяющих между собой лидер и хвостовое пятно, а также примыкающие к ним флоккулы (см., например, рис. 1). Как известно [1–4], для арочных волокон характерны стекание вещества от вершины волокна к его основаниям и одновременно подъем всей арки со скоростью 1–10 км/с. Скорость опускания вещества на концах арки обычно 10–50 км/с. Ранее нами было показано [3, 4], что между перемещением арок в вертикальном направлении и движением вещества вдоль их оси имеется тесная связь. В частности, в момент вспышек и поярчаний наблюдается скачкообразное уменьшение скорости опускания в основаниях волокон при увеличении скорости подъема всего волокна. Нередко скорость опускания вещества на одном из концов волокна приближается к нулю, иногда опускание газа здесь сменяется его подъемом. Эти характерные изменения скоростей в арочных волокнах со временем, возможно, являются следствием периодических поступлений в арку потока поднимающегося газа, компенсирующего временами поток вещества, стекающего к ее основаниям [4].

Здесь нами изучаются движения в системе арочных волокон на протяжении ~4,5 ч наблюдений по измерениям относительных скоростей в спектральной линии H_α. Главное внимание уделяется выявлению аналогий в динамике различных волокон системы, связи характерных особенностей движения арок и вещества вдоль них не только со вспышками и поярчаниями, но и с развитием группы пятен в целом. Полученные результаты не противоречат выводам, изложенным выше, и дают основание считать, что неравномерности в процессе всплывания магнитных полей (например, [5, 6]) проявляются в динамике магнитных арок и могут играть существенную роль в развитии вспышек.

1. Наблюдения и обработка

Наблюдения были проведены на внезатменном коронографе (КГ-2) Крымской астрофизической обсерватории 26 августа 1989 г. Диаметр изображения Солнца равен 180 мм. Спектрограммы снимались в области линии H_α с дисперсией 1,08 мм/Å. Одновременно со спектром фотографировалось изображение Солнца на щели спектрографа через H_α-фильтр. Следует отметить, что H_α-ИПФ пропускал значительное количество света в континууме ввиду частичного выхода из строя поляроидов. Спектрограммы снимались по всей длине волокон с промежутком 2–5″ путем сканирования изображения AFS на щели спектрографа. Съемка одной серии спектрограмм длилась примерно 30 с. Интервал между ближайшими сериями был от одной до нескольких минут. Однако случались перерывы в наблюдениях до 20 мин. Общее время наблюдений составило с $5^h,8$ до $10^h,2$ UT.

Исследуемая активная область находилась недалеко от центра диска Солнца (8*W*, 22*S*). При этом арочные волокна располагались почти под прямым углом к направлению на центр диска. Для детального исследования были выбраны наиболее четкие и долгоживущие арочные волокна длиной 15–40″ и поперечным размером ~3–4″(рис. 1, *а, б*).

Измерения лучевой скорости проводились на концах и в вершинах волокон. Скорость в вершине волокна относилась к движению всей арки. Величина лучевой скорости определялась по сдвигу центра тяжести контура линии H_α в волокне относительно середины H_α в соседних участках невозмущенной хромосферы. Измерения сдвигов линии делались визуально на координатно-измерительном приборе Мир-12. Среднеквадратичная ошибка определения скорости составляла обычно ±0,2–0,6 км/с и редко около 1 км/с.

Арочные волокна, как известно, могут исчезать и появляться вновь [1–4], причем временами исчезает не все волокно, а тот или другой его конец. Иногда на исследуемые структуры накладываются другие короткоживующие образования. По перечисленным, а также по другим, чисто техническим причинам измерения скоростей в арках

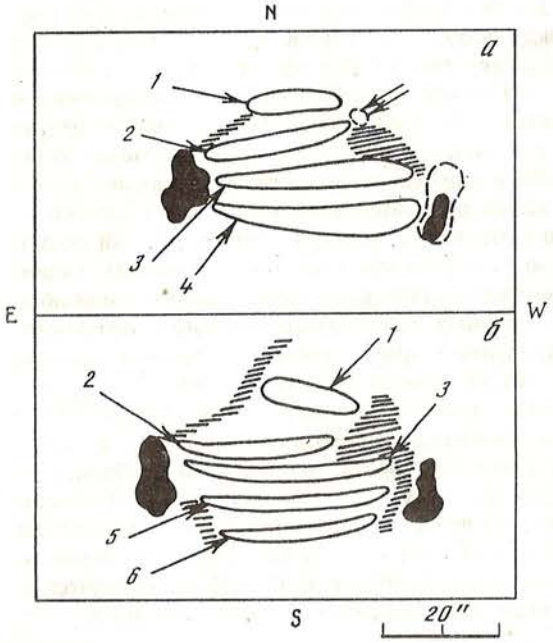


Рис. 1. Эскизы активной области в центре линии H_α для двух моментов времени 26.08.1989 г.

а – первый момент наблюдений, $5^h,86$ UT; *б* – приблизительно в середине периода времени наблюдений, $8^h,47$ UT. Арочные волокна обведены сплошной линией, пятна зачерчены, флоккулы заштрихованы. Штриховой линией нанесен контур лидера в конце наблюдений, а также контур вновь образовавшегося пятна (двойная стрелка)

не были непрерывными; кроме того, в разные периоды времени частота измерений была заведомо различной.

Для того чтобы составить представление о характере развития группы, были проведены измерения площадей лидера и хвостового пятна, а также расстояний между центрами пятен. С этой целью мы воспользовались H_α-фильмом, снятым со щели спектрографа.

2. Результаты

2.1. Развитие группы пятен, AFS, флоккулов и вспышек

Исследуемая группа в виде нескольких мелких пятен и пор существовала несколько дней. В период с 26 по 27 августа в ней наблюдался крутой рост размеров пятен. Площадь группы увеличилась за это время с 47 до 186 м.д.п. [7]. Увеличение площади произошло в основном за счет роста лидирующего пятна (рис. 2). За время наблюдений, по нашим оценкам, выросли оба основных пятна, причем лидер рос в 2 раза быстрее, чем хвостовое пятно (рис. 3), площадь лидера увеличилась примерно в 2,5 раза, а площадь хвостового пятна – лишь в 1,3 раза, что не противоречит приведенным выше фотосферным данным. С увеличением площади лидер разрастался преимущественно в одном направлении (см. рис. 1, *а*).

Согласно рис. 4, расстояние между лидером и хвостовым пятном (длина группы) выросло приблизительно на 8″, что составляет 17% его первоначальной величины. Развитие активной области происходило неравномерно.

Раздвижение лидера и хвостового пятна время от времени то приостанавливалось (см. $\sim 6^h,1$ и $7^h,7$ на рис. 4), то замедлялось (см. $\sim 9^h,3$ на рис. 4), в результате зависимость длины группы от времени имеет ступенчатый характер. На этой зависимости можно выделить три "ступеньки" (см. I–III на рис. 4), которые повторяются примерно через 1,5 ч и приходятся на следующие промежутки времени: $5^h,8$–$6^h,5$ (I); $7^h,3$–$8^h,2$ (II); $9^h,1$–$9^h,6$ (III). Согласно рис. 4, указанные интервалы времени соответствуют периодам наибольшей яркости флоккулов (I, II) и некоторого учащения вспышечных поярчаний (I–III). Кроме того, все перегибы на кривой на рис. 4. приблизительно совпадают по времени с отдельными вспышками. Близкие выводы относительно связи вспышек с движениями пятен были сделаны, например, в [7–9].

В хромосфере наблюдались структуры, типичные для мест всплывания нового магнитного потока. Это две цепочки флоккульных узелков, примыкающих к лидирующему и хвостовому пятнам противоположных полярностей и AFS (см. рис. 1, *а, б*).

Флоккулы были сначала слабыми, но со временем заметно разрослись. Во флоккульных цепочках происходили частые поярчания, характерные для ранней стадии развития активной области [II], некоторые из них можно классифицировать как вспышки мощностью до балла 1*n*. Эпицентры всех вспышек, за исключением одной вспышки балла *Sn*, находились в области наиболее яркого флоккула, примыкающего к лидеру. Кроме того, в этом флоккуле развилось мелкое пятно размером ~4″ (см. двойную стрелку на рис. 1, *а*). На H_α-фильтрограммах оно появилось около $6^h,8$, т.е. после первого скачка в развитии активной области (см. $6^h,5$ на рис. 4), а затем исчезло в период с $7^h,5$ по $8^h,0$.

Система арочных волокон состояла в начале наблюдений из четырех волокон, положение продольной оси которых отождествлялось от кадра к кадру с точностью ±1–1,5″ в течение длительного времени (см. *1–4* на рис. 1, *а*). Со временем структура AFS несколько изменилась. Вместо крупного четкого волокна *4* появились более мелкие и менее контрастные волокна *5* и *6* (см. рис. 1, *а, б*), что, возможно, связано с завершением бурного роста поля лидера в основании волокна *4* и с перемещением фронта развития дальше к волокну *3*.

В структуре исследуемых арочных волокон просматривались временами волокнистые образования с поперечным размером порядка 1″, однако они, как правило, не об-

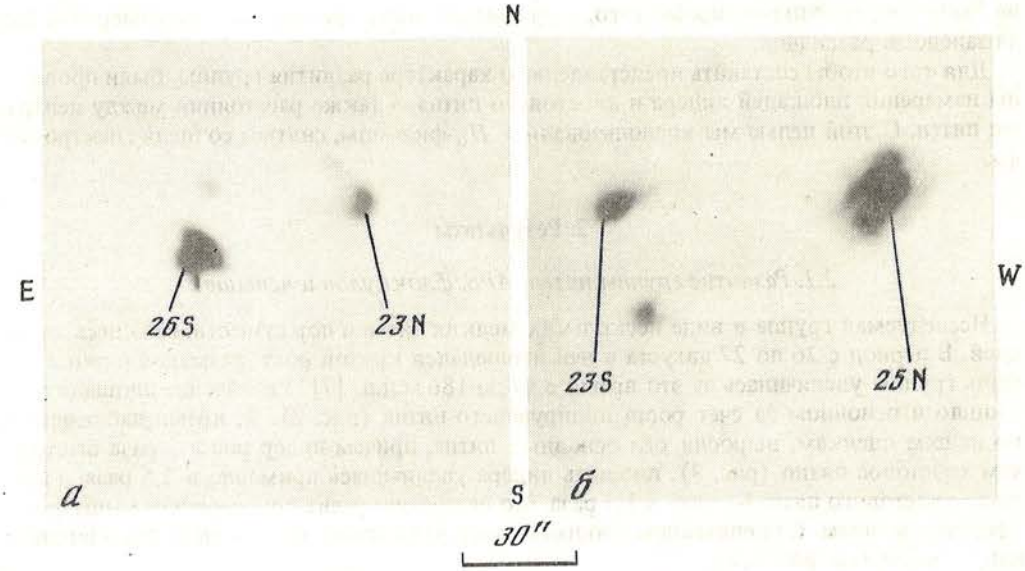


Рис. 2. Фотосферные снимки исследуемой группы пятен
а – 26.08.1989 г., 05^h14^mUT; *б* – 27.08.1989 г., 04^h48^mUT

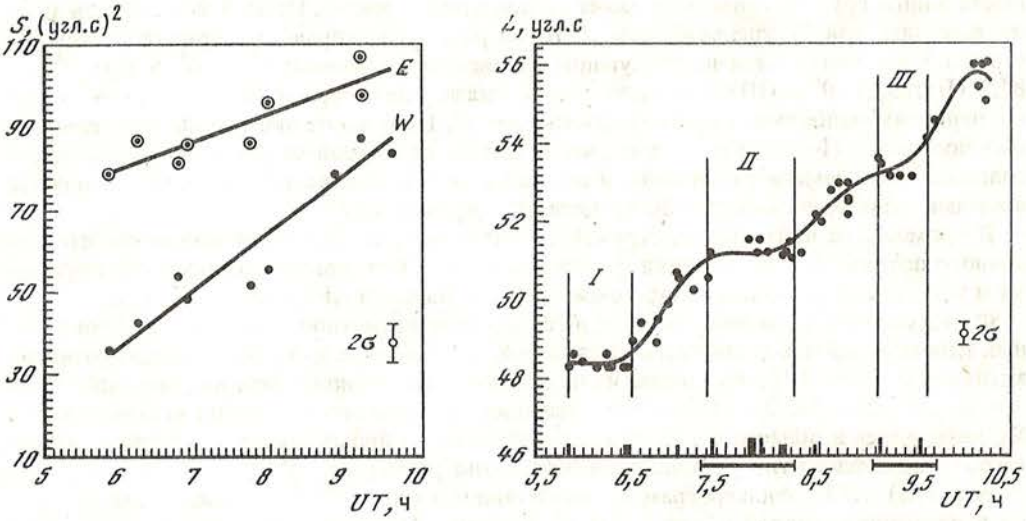


Рис. 3. Изменение со временем площади *S* в квадратных угловых секундах лидирующего (*W*) и хвостового (*E*) пятен

Рис. 4. Изменение со временем длины группы пятен

L – расстояние между центрами лидирующего и хвостового пятен в угловых секундах; I, II, III – периоды приостановок в раздвижении лидера и хвостового пятна. Штрихами на оси абсцисс отмечены моменты максимальной фазы вспышек: короткие штрихи – субвспышки, длинные – вспышки балла 1, тонкие – вспышки малой яркости (*f*), толстые – нормальной яркости (*n*). Отрезками прямых, параллельными оси абсцисс, отмечены периоды наибольшей яркости флоккулов

наруживали ощутимых различий в скоростях. Реальное пространственное разрешение на спектрограммах было таким, что устойчивое отождествление от кадра к кадру деталей с поперечником менее 2'' было практически невозможно. (Характер изменения поперечной структуры арочных волокон и волоконец изучался нами ранее [12–14].)

Далее следует подчеркнуть тот факт, что различные волокна находились в области магнитных полей существенно неодинаковой интенсивности, а главное, разной степени нестационарности. Так, волокно *1* примыкало обоими концами к цепочкам флоккульных узелков, а волокна *1, 3* и *4* прилегали одним концом к слабо растущему хвостовому пятну. Противоположные концы этих образований находились в местах быстрых изменений магнитных полей и сильных поярчаний. В основании волокна *2* и близко к основанию волокна *1* развилось мелкое пятно, о чем уже было сказано выше. Волокна *3* и *4* примыкали к быстро развивающемуся лидеру, причем, когда площадь пятна была еще мала, к нему примыкало только волокно *4* (см. рис. 1, *а, б*). Со временем фронт распространения поля лидера достиг основания волокна *3*.

2.2. Лучевые скорости в арочных волокнах

Кривые изменения со временем лучевых скоростей в основаниях и вершинах исследуемых волокон приведены на рис. 5, *а–е*. Согласно показанным зависимостям, в основаниях волокон наблюдается опускание вещества, за исключением тех редких случаев, когда опускание сменялось непродолжительным подъемом в связи с некоторыми вспышками [3, 4]. В вершинах арок происходит подъем, хотя нередко изменения скоростей в этих точках носят характер колебаний около почти нулевого значения (рис. 5, *а, в*). В целом скорости в основаниях волокон изменяются в диапазоне от +70 до −40 км/с, а в вершинах – от +10 до −30 км/с. Рассмотрим эти изменения подробно.

Каждая из кривых на рис. 5, *а–е* представляет собой непрерывную цепь пульсаций скорости различной длительности и амплитуды. В те периоды времени (~ с $7^h,7$ до $9^h,7$), когда измерения проводились с частотой ~1 раз в минуту, на этих кривых можно проследить кратковременные скачки скоростей как в основаниях, так и в вершинах арок длительностью 2–10 мин. Кратковременные изменения скоростей в арочных волокнах, возможно, являются отражением 5-минутных колебаний в атмосфере Солнца. Одновременно с кратковременными колебаниями происходят также и продолжительные изменения скоростей со временем. Длительность таких пульсаций составляет 30–60 мин. Наиболее четко они выражены в основаниях волокон (рис. 5, *а–е*). На кривых для вершин арок продолжительные колебания скоростей выражены слабо или не просматриваются совсем.

Аналогичные кратковременные и продолжительные изменения со временем, как известно [11], претерпевают яркость флоккулов в молодых активных областях.

В волокнах *1–3*, которые примыкают к участкам наиболее интенсивного развития магнитных полей (см. рис. 1, *а, б*), продолжительные пульсации прослеживаются, возможно, более отчетливо (см. рис. 5, *б*; 3*W* на рис. 5, *в*; 1*E* на рис. 5, *а*), чем в других арках (см. рис. 5, *д, е*). Особо следует упомянуть о колебаниях скоростей в западном основании волокна 3, которое находилось на участке бурного развития магнитного поля лидера. После того как фронт распространения поля лидирующего пятна достиг этого конца волокна (~ с $7^h,5$), в нем наблюдались наиболее сильные в AFS для данного периода времени как продолжительные, так и кратковременные пульсации (см. 3*W* на рис. 5, *в*). Амплитуда колебания скоростей достигала 60 км/с.

Далее следует обратить внимание на некоторое сходство кривых на рис. 5, *а–е* для противоположных оснований отдельных волокон, а также для соседних арок.

Наиболее ярким примером синхронного изменения скоростей в основаниях и вершинах как отдельных волокон, так и нескольких соседних арок является мощный скачок скоростей в AFS в момент первого скачка в раздвижении лидирующего и хвостового пятен (см. $6^h,5$ на рис. 4 и на рис. 5, *а–г*). В это время произошло резкое уменьшение скорости опускания в основаниях всех арочных волокон; местами опускание

сменилось подъемом. Одновременно с этим наблюдалось увеличение скорости подъема арок. Данное событие в динамике всей AFS сопровождалось небольшой вспышкой в основаниях волокна *2*; подробнее о ней будет рассказано ниже.

После описанного события в период времени с $7^h,5$ по $10^h,0$ в основаниях арочных волокон наблюдалось в основном по два максимума продолжительных пульсаций (см. рис. 5, *а–в, е*). В основаниях волокон *1–3* (примыкающих к участкам наиболее интенсивного развития магнитных полей) максимумы продолжительных пульсаций перекрываются между собой и приходятся на периоды "ступенек" на кривой роста длины активной области на рис. 4 и соответственно совпадают с периодами учащения вспышечных поярчаний и наибольшей яркости флоккулов (см. 1*E* на рис. 5, *а*; рис. 5, *б*; 3*W* на рис. 5, *в*). В других волокнах (*5, 6*) продолжительные пульсации нечетки и совпадение максимумов этих пульсаций с вышеупомянутыми периодами в развитии активной области выражено слабо. Наиболее уверенно данное совпадение наблюдается для первого максимума продолжительных колебаний в волокнах *5* и *6* (~$7^h,9$ на рис. 5, *д*, е) и, возможно, для последнего максимума в основаниях волокна *5* (~$9^h,1$ на рис. 5, *д*).

В ряде волокон (*2–4* и *6*) по крайней мере некоторые максимумы продолжительных пульсаций прослеживаются одновременно в обоих основаниях арки, при этом они совпадают по времени с точностью примерно ±10 мин (см. рис. 5, *б* ($8^h,0$); рис. 5, *в* ($7^h,8$, $9^h,2$); рис. 5, *г* ($6^h,1$, $6^h,7$); рис. 5, *е* ($7^h,9$)). В соседних арочных волокнах возможны относительно небольшие расхождения в фазах колебаний. Так, в период с $7^h,5$ по $10^h,5$ максимумы продолжительных пульсаций в основаниях волокон *1* и *2*, по-видимому, запаздывают на 20 мин по отношению к максимумам аналогичных пульсаций в волокне *3* (см. 1*E* на рис. 5, *а*; 2*E* на рис. 5, *б* и 3*W* на рис. 5, *в*).

В основаниях и вершине каждого из волокон временами происходят синхронные кратковременные пульсации (см., например, рис. 5, *б–г, е*), некоторые из них, возможно. прослеживаются одновременно в нескольких волокнах (см., например, ~$7^h,7$; $8^h,1$; $8^h,5$; $9^h,1$ на рис. 5, *а–в, д, е*). Кратковременные колебания скоростей в арочных волокнах тесно связаны с мельчайшими поярчаниями в их основаниях, которые развиваются как независимо от вспышек, так и во время вспышечного процесса, причем не одновременно в различных частях активной области. Взаимосвязь динамики арочных волокон с поярчаниями мы изучали ранее [3, 4], а здесь рассматриваем зависимость движений в AFS только от вспышек. По этой причине на оси абсцисс отмечены лишь те моменты времени, которые соответствуют максимальной фазе вспышек в данной активной области. Не совсем правомерно искать связь в изменениях лучевых скоростей во всех арочных волокнах системы только с моментами максимальной фазы вспышек. Однако отметим все же тот факт, что в большинстве случаев на кривых на рис. 5, *а–е* этим моментам времени соответствуют кратковременные спады скоростей опускания в основаниях волокон, а также возрастания скоростей подъема или уменьшения скоростей опускания в вершинах арок. Вслед за непродолжительным уменьшением скорости опускания в основаниях волокон происходит резкое ее повышение (см., например, 3*W* на рис. 5, *в*, а также рис. 5, *а, д, е*). Если кратковременные спады скоростей опускания в основаниях волокон связывать с поступлением фотосферного вещества в хромосферные арки [4, 13–15], то с учащением вспышек и поярчаний можно ожидать усиления в среднем скорости опускания в них, что как было показано выше, и наблюдается.

Отголоски подъема фотосферного газа в основания арок, возможно, наблюдались во время наиболее мощного события в динамике всей AFS, происшедшего в момент первого скачка в развитии активной области (см. рис. 4; $6^h,5$), о котором уже упоминалось выше. Как видно на рис. 5, *а–г*, в период времени с $6^h,3$ по $6^h,5$ имел место наиболее сильный за все время наблюдений скачок скоростей в основаниях и вершинах арок, который был отмечен компактной яркой субвспышкой в основаниях волокна *2* (см. рис. 6). Кроме этого, как уже говорилось, через ~30 мин после вспышки возле

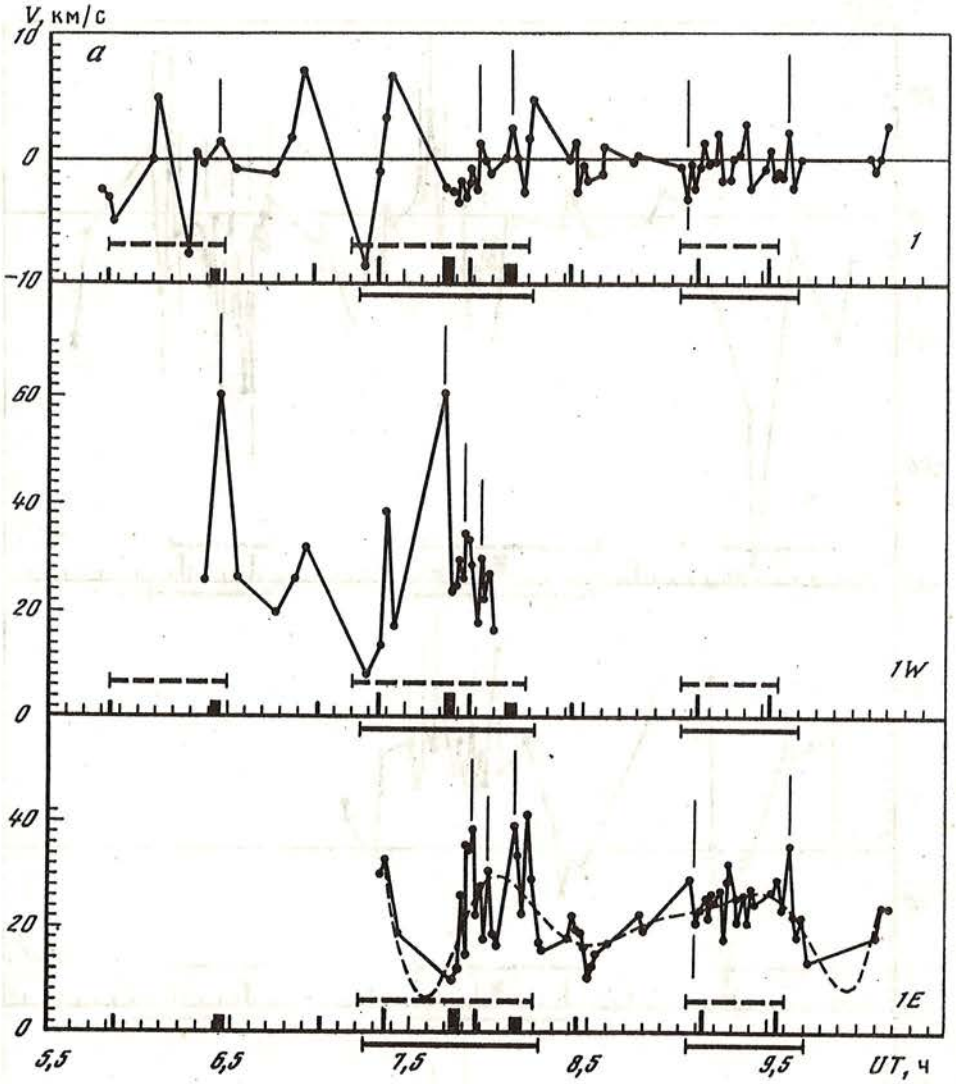


Рис. 5. Кривые изменения со временем лучевых скоростей V в вершинах и основаниях арочных волокон

а–е: для волокон *1* (*а*); *2* (*б*); *3* (*в*); *4* (*г*); *5* (*д*) и *6* (*е*) (см. рис. 1); *1–4, 6* – кривые для вершины; *1E–6E* – для восточного основания волокна; *1W–4W, 6 W* – для западного. Штриховыми отрезками на оси абсцисс отмечены периоды приостановок в относительном движении лидера и хвостового пятна в соответствии с кривой на рис. 4. Прямыми, параллельными оси ординат, отмечены максимумы, а также минимумы кратковременных пульсаций скорости. Остальные обозначения на оси абсцисс те же, что и на рис. 4

западного конца этого волокна в центре линии H_α стало отчетливо просматриваться небольшое пятно (см. двойную стрелку на рис. 1, *а*). Создается впечатление, что арка *2* испытала самый мощный толчок (скорость в вершине изменилась примерно с –2 до –30 км/с за 12 мин; см. рис. 5, *б*), хотя мощный перепад скоростей произошел также на восточном конце волокна *3* (см. рис. 5, *в*) и в обоих основаниях волокна *4* (см. рис. 5, *г*).

Наиболее яркий узелок вспышки развился в это время возле западного конца волокна *2* (см. рис. 6). В течение 1–2 мин (точнее сказать трудно) поярчание распространи-

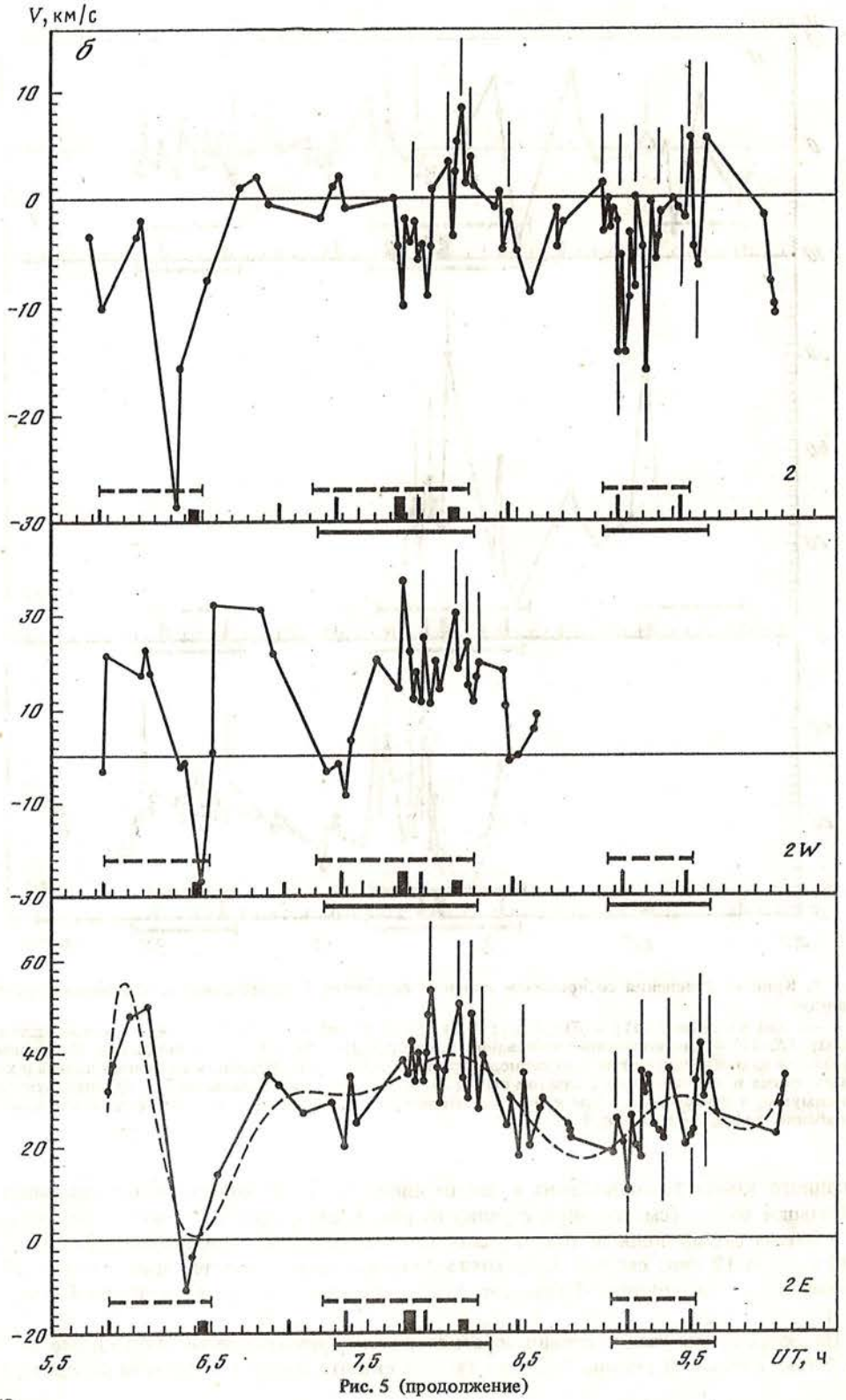


Рис. 5 (продолжение)

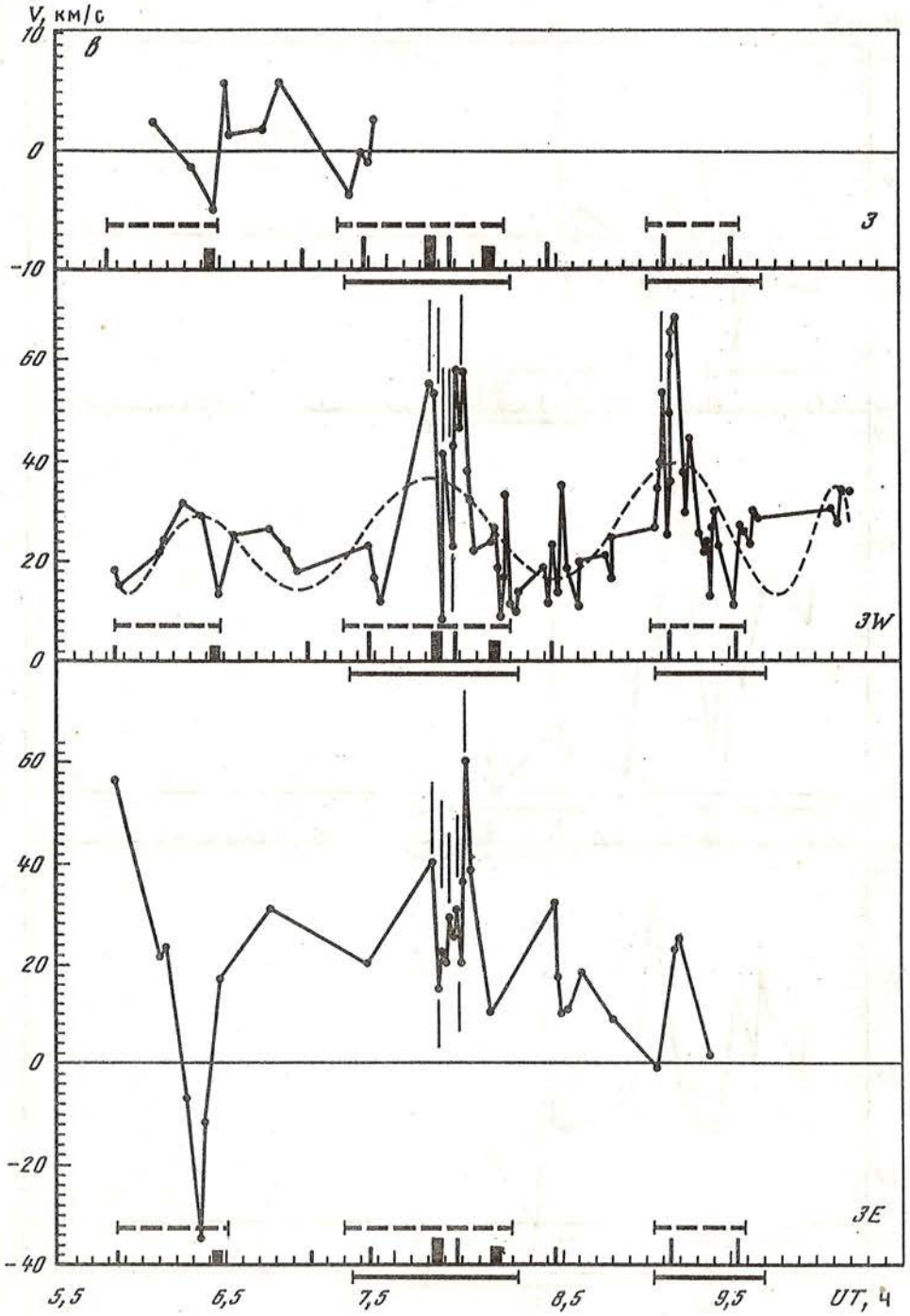


Рис. 5 (продолжение)

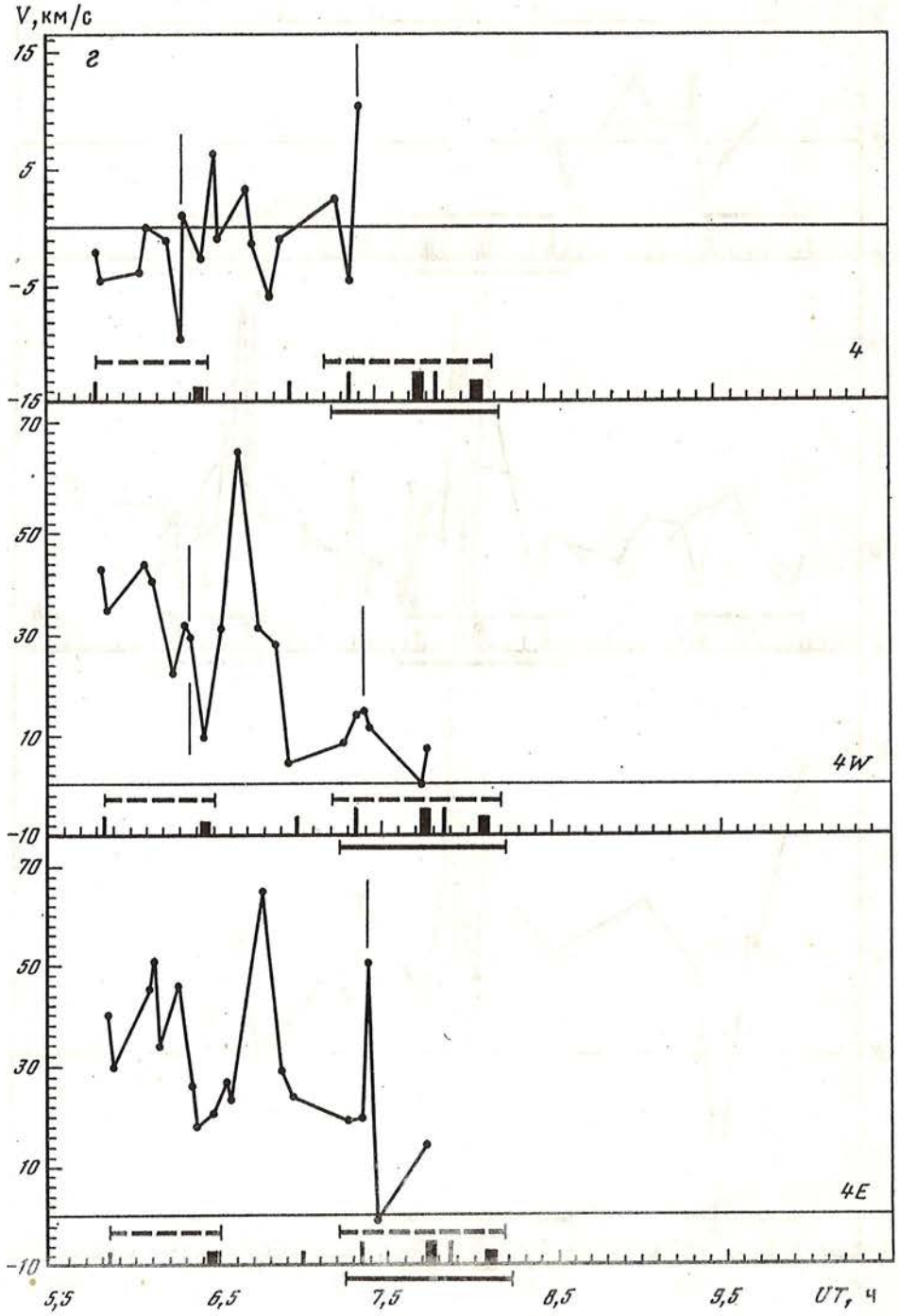


Рис. 5 (продолжение)

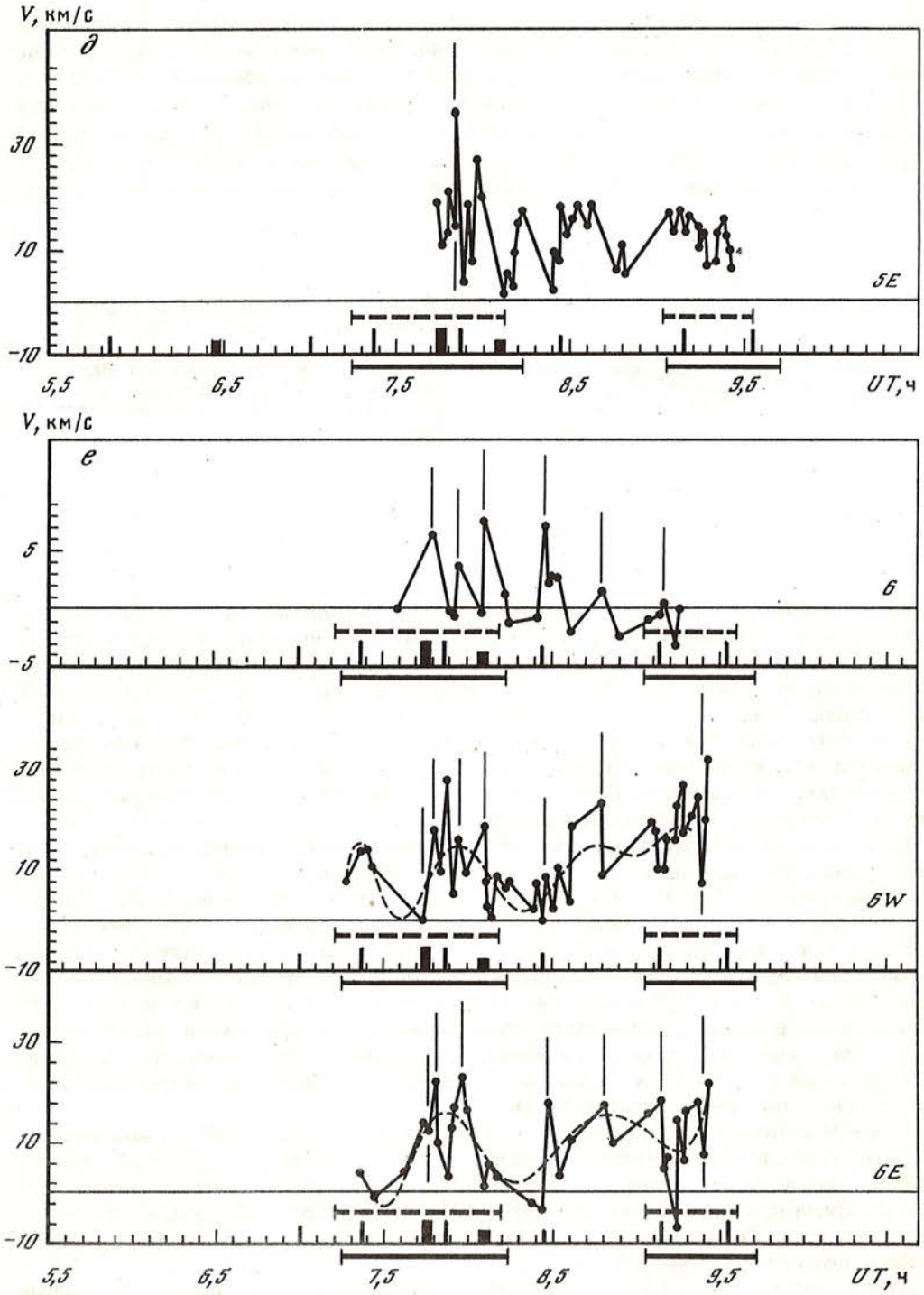


Рис. 5 (окончание)

лось по оси волокна, образовав светлую ленту шириной ~1″ (см. рис. 6). Светлая лента просматривалась примерно в течение 2 мин. Аналогичное явление, только очень слабо выраженное, повторилось в этом же волокне во время вспышки в ~7^h,90 (см. рис. 5, *б*). Можно предположить, что распространение поярчания вдоль волокна есть отражение процесса подъема в арку фотосферного вещества [15, 4]. Данное явление имеет, по-видимому, самое прямое отношение к раздвоениям волоконец и арочных волокон во время вспышек, исследование которых проведено нами ранее [12–14].

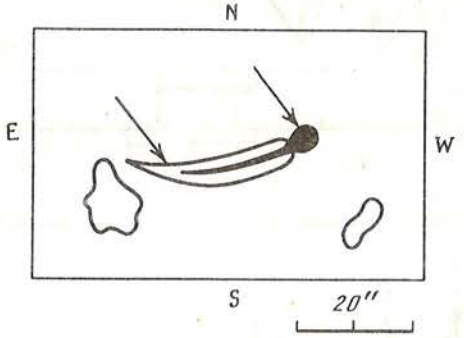


Рис. 6. Эскиз вспышечного поярчания в основании волокна *2* (06^h46UT)

Волокно и пятна обведены сплошной линией. Вспышка зачерчена. Стрелками указаны волокно и первоначальный узелок вспышки в этом основании волокна

Далее отметим, что волокно *2* поднималось со средней скоростью 3–4 км/с в течение всего периода наблюдений (4,5 ч). По этой причине вряд ли можно утверждать, что все время мы наблюдали одну и ту же арку, хотя положение волокна на H_α-фильтрограммах практически не изменялось. Остается открытым вопрос о том, когда происходила смена наблюдаемых в H_α арок как в области данного волокна, так и, возможно, в других волокнах AFS. Для того чтобы ответить на этот, а также на ряд других вопросов, возникших в ходе выполнения работы, необходимы более детальные исследования по наблюдениям с H_α-фильтром более высокого качества и после устранения ряда технических несовершенств в системе телескопа.

Итак, на основании всего вышесказанного можно сделать следующие выводы: 1) в исследуемых арочных волокнах наблюдались как кратковременные (2–10 мин), так и продолжительные (30–60 мин) пульсации лучевых скоростей; 2) имела место некоторая синхронность в продолжительных и нередко кратковременных изменениях скоростей в основаниях и вершине как отдельных волокон, так и всей системы в целом; 3) самые сильные колебания происходили в тех волокнах, которые примыкали к участкам наиболее интенсивного развития магнитных полей; 4) кратковременные пульсации совпадали по времени с отдельными поярчаниями или вспышками, а продолжительные – с периодами учащения этих явлений, с повышением общей яркости флоккулов, а также с приостановками в относительном смещении лидирующего и хвостового пятен, повторяющихся через каждые ~1,5 ч.

Развитие активной области происходило неравномерно. В процессе всплывания магнитного поля все арки то останавливались, то снова приходили в движение, причем приблизительно одновременно. " Сотрясения" всплывающей системы магнитных трубок во время приостановок их движения могли явиться причиной вспышек и поярчаний флоккулов. Связь вспышек с процессами всплывания магнитного поля отмечалась также и другими авторами [16–18].

Автор очень благодарен А.Н. Бабину и Н.Н. Степанян за ценные замечания, сделанные ими при чтении статьи.

Декабрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bruzek A.* // Solar Phys. 1967. Vol. 2, N 4. P. 451–461.
2. *Bruzek A.* // Solar Phys. 1969. Vol. 8, N 1. P. 29–36.
3. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1990. Т. 82. С. 116–124.
4. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 84. С. 137–145.
5. *Барановский Э.А., Иошпа Б.А., Ишков В.Н., Карташова Л.Г., Степанян Н.Н.* // Возникновение и эволюция активных областей на Солнце. М.: Наука, 1976. С. 31–37.
6. *Лаба И.С.* // Возникновение и эволюция активных областей на Солнце. М.: Наука, 1976. С. 37–42.
7. Солнечные данные. 1989. № 8.
8. *Gopasyuk S.I., Moreton G.E.* // Proc. Astron. Soc. Austral. 1967. Vol. 1, N 1. P. 8–15.
9. *Бабин А.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1980. Т. 62. С. 142–147.
10. *Dezso L., Kovacs A.* // Publ. Debrecen Heliophys. Observ. 1981. Vol. 4, N 2. P. 35–59.
11. *Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1975. Т. 53. С. 82–94.
12. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв, 1986. Т. 74. С. 101–112.
13. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1987. Т. 77. С. 32–39.
14. *Карташова Л.Г., Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Степанян Н.Н., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1987. Т. 76. С. 110–119.
15. *Гопасюк С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1964. Т. 32. С. 14–25.
16. *Огирь М.Б., Шапошникова Е.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1965. Т. 34. С. 272–277.
17. *Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1981. Т. 64. С. 118–127.
18. *Огирь М.Б.* // Солнечные данные. 1982. № 3. С. 91–96.

УДК 523.98

ВСПЫШКИ НА ПЯТНЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ. III

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

Исследуются магнитные поля в пяти вспышках и в пятнах, на которых они располагались. Получены:

а) магнитное поле во вспышках продольное, а в пятнах, в месте вспышки, преимущественно поперечное;

б) напряженности магнитного поля, измеренные по зеемановскому расщеплению эмиссионных линий железа, натрия D_1 и D_2, гелия D_3 и водорода H_α, достигают значений от 1000 до 3000 Гс, что часто заметно превосходит напряженность магнитного поля, определенную по линиям поглощения в нижележащем пятне;

в) магнитное поле во вспышке, по-видимому, изменяется с высотой медленно.

FLARES ABOVE SUNSPOTS AND MAGNETIC FIELDS. III, *by A.N. Babin and A.N. Koval.* We have considered the magnetic fields measured in the flaring region and underlying sunspots for five flares. The following results are obtained:

a) the magnetic field in flares in longitudinal but it is mainly transversal in the sunspot of the flare location;

b) the magnetic field strengths measured by Zeeman splitting of the emission lines of FeI, D_1 and D_2 NaI, D_3 HeI and H_α reach 1000–3000 Gs, that often exceeds the values determined by absorption lines in underlying sunspot;

c) in a flare the magnetic field appears to change slowly with height, since its values estimated by emission lines of helium, hydrogen and metal are approximately equal.

В настоящее время имеется небольшое количество прямых измерений магнитных полей (МП) во вспышках по зеемановскому расщеплению эмиссионных линий [1–5]. Получаемые большие значения напряженности магнитного поля трудно объяснить в рамках ныне существующих представлений о вспышках, поэтому требуется дальнейшее изучение величин и структуры МП в эмиссионном объеме вспышки.

Ранее [5] нами было начато исследование МП в двух вспышках балла 2В 12.08.1981 г. и 31.07.1988 г. в полутени пятен с δ-конфигурацией по эмиссионным линиям железа, натрия D_1 и D_2 и гелия D_3. Здесь мы продолжаем это исследование.

На рис. 1 схематически представлена картина зеемановского расщепления линий поглощения и эмиссии, характеризующая структуру магнитного поля в месте свечения линий железа λ6136,6 Å и λ6137,7 Å во вспышке 12.08. 1981 г. и в пятне.

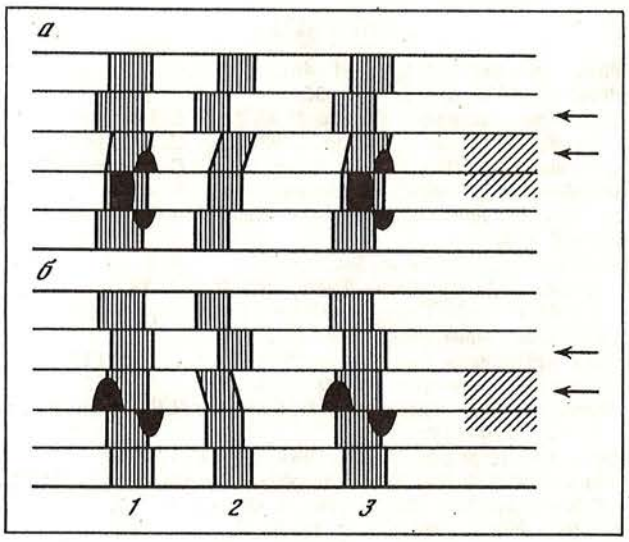


Рис. 1. Схематическое изображение картины зеемановского расщепления линий, характеризующее структуру магнитного поля в линиях железа λ6136,6 Å (*1*), λ6137,0 Å (*2*) и λ6137,7 Å (*3*) во вспышке 12.08.1981 г. в 6^h28^mUT (*а*) и в 6^h29^mUT (*б*) при наблюдениях с поляроидной мозаикой Эмиссия в линиях зачернена, косо заштрихованные площади справа показывают положение ядра пятна, стрелками указаны места измерения магнитного поля в пятне

По нарушению хода зигзага в линиях поглощения мы видим, что в пятне в месте вспышки происходит смена знака продольного поля, т.е. поле в этом месте поперечное, а эмиссия здесь же показывает характерную картину расщепления в продольном магнитном поле.

Сравним напряженности МП, полученные по расщеплению эмиссионных линий во вспышке и линий поглощения в пятне.

Для нескольких моментов времени по линиям поглощения разной интенсивности в области длин волн λ6102–6154 Å были измерены магнитные поля в ядре пятна, на котором частично располагалась эмиссия. Измерения проводились при помощи микроскопа Мир-12. Список линий, а также некоторые их характеристики представлены в табл. 1, где $I_ф$, $I_п$ – роуландовские интенсивности линии в фотосфере и в пятне, $p_н$ – потенциал возбуждения нижнего уровня.

Были также определены магнитные поля по расщеплению эмиссионных линий λ6136,6 Å FeI; λ6137,7 Å FeI; λ6141,7 Å BaII и λ6122,2 Å CaI.

Результаты измерений, относящиеся к двум разрезам, приведены на рис. 2 и 3, на которых напряженность МП H рассматривается в зависимости от интенсивности линий в фотосфере ($I_ф$).

Измерения, представленные на рис. 2, относятся к одному эмиссионному узлу, но, возможно, к разным его местам (в пределах дрожания изображения). В 6^h25^m UT вспышка уже разгоралась, но в данном месте пятна эмиссия в линиях металлов еще не наблюдалась. В $6^h28^m50^s$ UT начался всплеск жесткого рентгена, который достиг максимума в $6^h29^m15^s$ UT, так что наши измерения относятся к импульсной фазе вспышки.

Как видно из рис. 2 и 3, напряженность магнитного поля в пятне слабо возрастает с уменьшением интенсивности для линий с $I_ф$ от 9 до 1, затем наблюдается резкое увеличение напряженности МП (в ~1,5–2 раза) для линий с $I_ф \leqslant 0$. Следует отметить, что эти линии значительно усиливаются в пятне.

Напряженность МП, определенная по эмиссионным линиям (нанесена кружками на рис. 2 и 3), достигает значения ~3000 Гс и значительно превышает величину МП в пят-

Таблица 1

Длина волны, Å	Элемент	$I_ф$	$I_п$	ρ_H, эВ	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см^2
6102,72	CaI	9	20	1,87	74,5
6108,12	NiI	6	8	1,67	40,4
6111,08	NiI	2	1	4,07	46,6
6111,65	VI	0	6	1,04	49,7
6119,53	VI	1	8	1,06	41,6
6121,01	TiI	−2	2	1,87	39,3
6122,23	CaI	10	22	1,88	65,6
6126,22	TiI	1	8	1,06	46,9
6127,47	ZrI	−3	3	0,15	46,9
6128,98	NiI	1	2	1,67	56,5
6134,57	ZrI	–	3	0,00	25,1
6135,37	VI	−1	6	1,34	31,4
6136,62	FeI	8	10	2,44	33
6137,00	FeI	3	4	2,19	75,3
6137,70	FeI	7	9	2,58	40,8
6141,73	BaII	7	9	0,70	41,4
6143,18	ZrI	−3	3	0,07	40,7
6146,23	TiI	−2	2	1,87	28,3
6149,25	FeII	2	−2	3,87	50,3
6149,74	TiI	−3	1	2,15	37,8
6150,15	VI	0	7	0,30	46,5
6151,62	FeI	4	2	2,17	69,2
6154,20	NaI	2	6	2,09	50,4

Таблица 2

Длина волны, Å	Элемент	$I_ф$	$I_п$	p_H, эВ	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см^2
5853,69	BaII	5	7	0,60	36,6
5855,09	FeI	1	1	4,59	21,4
5856,10	FeI	2	2	4,28	34,3
5857,46	CaI	8	11	2,92	34,3
5857,76	NiI	3	3	4,15	28,6
5859,59	FeI	5	6	4,53	38,6
5862,37	FeI	6	7	4,53	37,8
5866,46	TiI	3	8	1,06	40,2
5867,57	CaI	2	4	2,92	34,4
5873,22*	FeI	1	1	4,24	64,7
5880,03*	FeI	1	1	4,24	34,6
5880,27*	TiI	−1	2	1,05	51,9
5892,88*	NiI	4	5	4,14	34,7
5899,30*	TiI	2	5	1,05	34,8
5902,48*	FeI	0	0	4,59	38,3
5903,33*	TiI	−1	2	1,06	52,3
5905,68*	FeI	4	4	4,65	26,2
5909,98*	FeI	2	3	3,20	62,3
5916,25	FeI	3	6	2,44	71,7
5918,55*	TiI	0	3	1,06	52,5

не, определенную по линиям такой же интенсивности, и близка к величине МП для линий с $I_ф \leqslant 0$. Только в 6^h34^m UT, после максимума, напряженность МП во вспышке становится примерно такой же, как и в пятне.

Рассмотрим также вспышку балла 2*B* 31.07.1988 г. Вспышка наблюдалась в спектральном интервале λ5852–5915 Å (см. [5]). Эмиссия в линиях D_1 и D_2 NaI и D_3 HeI также располагалась на ядре пятна в месте смены знака магнитного поля, которое в ли-

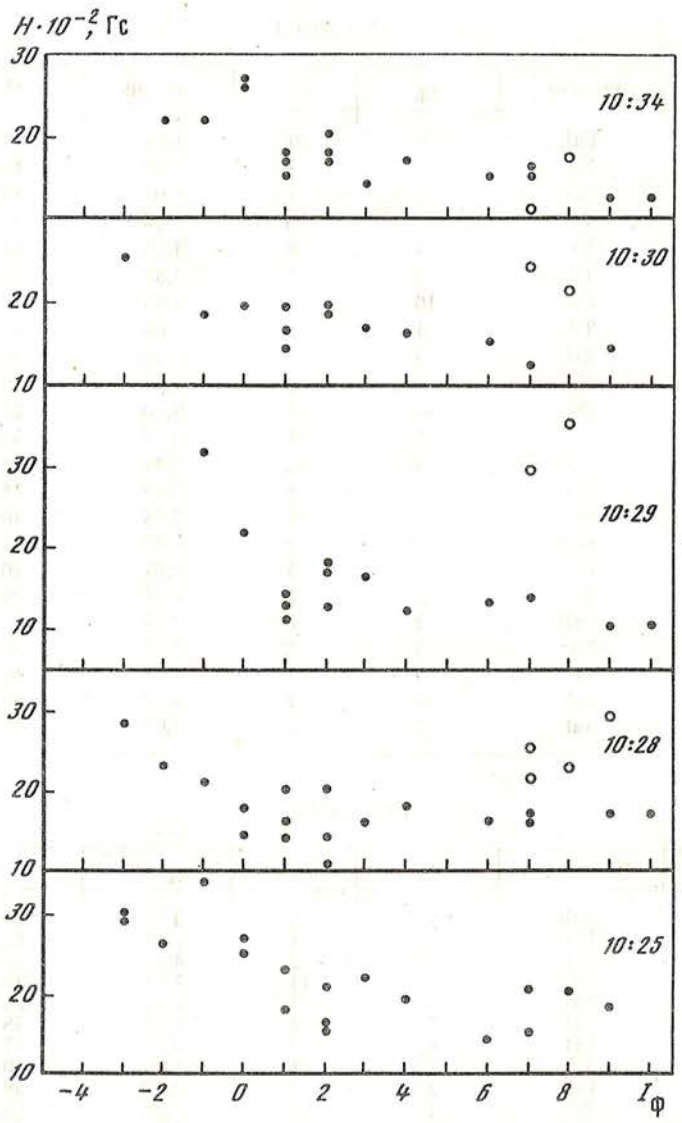


Рис. 2. Зависимость напряженности магнитного поля в ядре пятна, на котором располагалась вспышка, от интенсивности линий в фотосфере

Вспышка 12.08.1981 г. Кружками нанесены значения величины магнитного поля, полученные по расщеплению эмиссионных линий

ниях поглощения натрия было примерно на 3″ ближе к центру ядра, чем в более слабых линиях. (Такой же эффект наблюдался и для вспышки 12.08. 1981 г. [4].).

Угол наклона силовых линий к лучу зрения в ядре пятна, определенный по отношению интенсивностей π- и σ-компонентов линии никеля λ5892,88 Å по формулам Сирса, оказался равным 67–72°, т.е. поле было близким к поперечному. Была также измерена напряженность магнитного поля в ядре пятна по линиям разной интенсивности. Список линий проведен в табл. 2. Результаты измерений представлены на рис. 4.

Как видно из рис. 4, зависимость напряженности МП от интенсивности линий имеет тот же вид, что и для вспышки 12.08. 1981 г., но резкое увеличение МП наблюдается для линий с $I_ф \leqslant 1$.

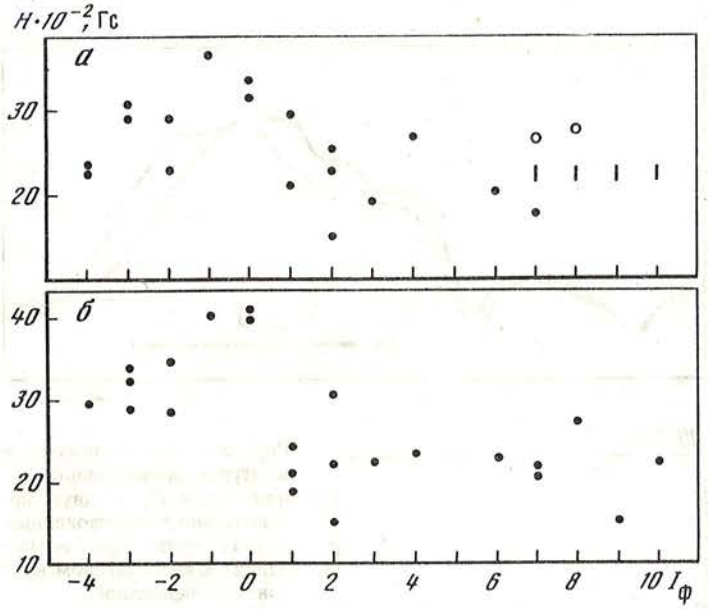


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для другого места вспышки

а – 6^h28^mUT; *б* – 6^h37^mUT. Черточками отмечены линии, в которых в месте измерений происходила смена знака поля в пятне

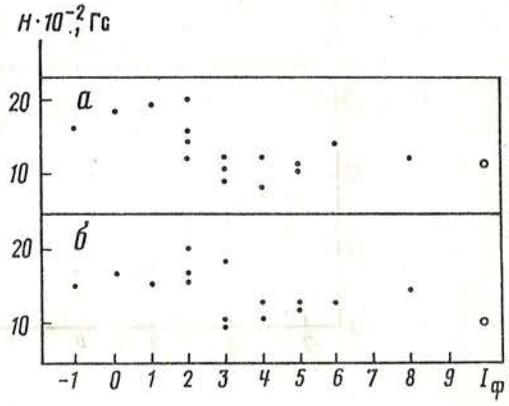


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для вспышки 31.07.1988 г.

а – 7^h30^mUT; *б* – 7^h31^mUT

Определенные по смещению фотометрических контуров эмиссионных линий в ортогональных поляризациях величины магнитного поля как в линиях натрия D_1, D_2, так и в линии гелия D_3 оказались примерно равными 1000 Гс.

Из представленного выше и выполненного ранее [6] изучения структуры МП следует, что вспышки на пятне располагаются в области сильного поперечного поля. Поэтому представляло интерес провести наблюдения с анализатором как круговой, так и линейной поляризации для определения продольного и поперечного поля в излучающем объеме вспышки. Такие наблюдения были выполнены 23 октября 1989 г. и 25, 26 августа 1990 г. на телескопе БСТ-2 с поляризационной призмой и пластинкой $\lambda/4$ или без нее.

Вспышка 23.10.1989 г. балла $1n$ ($\rho = 0{,}77$) наблюдалась на пятне с δ-конфигурацией также вблизи линии раздела полярностей. В ядре пятна при визуальных измерениях магнитных полей по программе Службы Солнца в линии λ6302,5 FeI определено поперечное магнитное поле до 2000 Гс.

Спектрограммы вспышки получены в области λ5852–5915 Å с 6^h35^mUT до 6^h45^mUT. Эмиссия в линиях натрия D_1, D_2 была слабая, а в линии гелия D_3 – сильная.

Сравнение контуров эмиссионной линии гелия D_3 в ортогонально поляризованном свете показало:

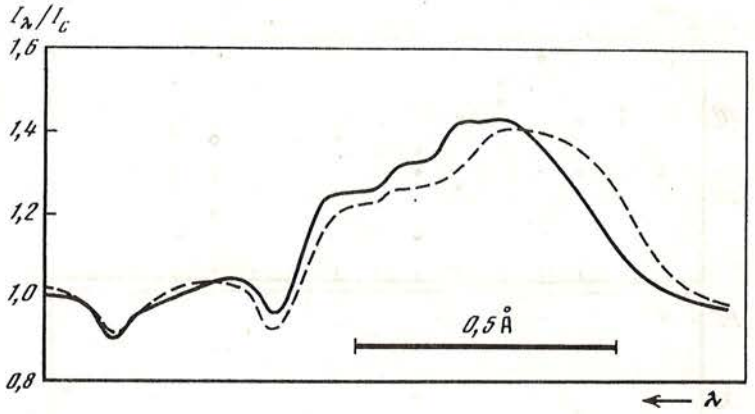


Рис. 5. Фотометрические контуры эмиссионной линии гелия D_3 в двух ортогонально поляризованных пучках света при наблюдениях с анализатором круговой поляризации

Вспышка 23.10.1989 г.

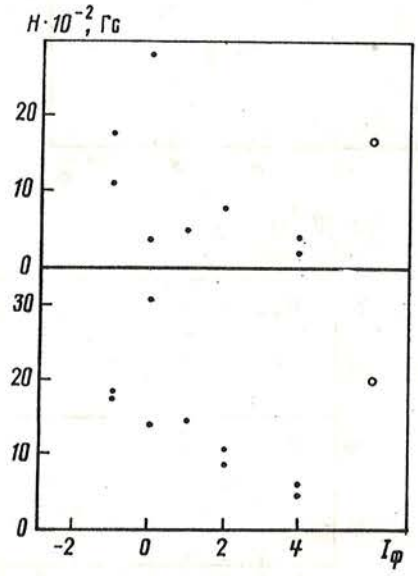


Рис. 6. То же, что на рис. 2, но для вспышки 23.10.1989 г.

а – 5^h35^mUT; *б* – 5^h37^mUT

а) на спектрограммах, полученных с анализатором линейной поляризации, профили линии D_3 в ортогональных поляризациях хорошо совпадают между собой как по полуширине, так и по интенсивности. Это говорит об отсутствии заметного поперечного поля во вспышке в месте свечения гелия;

б) на спектрограммах, полученных с анализатором круговой поляризации, наблюдается сдвиг профилей, соответствующий магнитному полю 1700–2000 Гс (см. рис. 5).

Напряженность магнитного поля в ядре пятна в месте свечения гелия представлена на рис. 6. Линии, по которым проводились измерения, отмечены "звездочки" в табл. 2. Как и для двух предыдущих вспышек, в ядре пятна наблюдается увеличение напряженности магнитного поля с уменьшением интенсивности линии.

Поляризационные спектрограммы вспышек 25 и 26 августа 1990 г. получены в области линии H_α. Обычно эмиссия в линии H_α в больших вспышках очень протяженная, что затрудняет измерение магнитных полей. Поэтому для исследования нами были выбраны спектрограммы субвспышек, которые наблюдались в ядре лидирующего пятна *SW* группы пятен (ρ = 0,45 25.08.1990 г. и ρ = 0,61 26.08.1990 г.). Эмиссия в линии H_α компактна и сосредоточена в основном в ядре линии.

Фотометрические разрезы линии H_α в ортогональных поляризациях показаны на рис. 7.

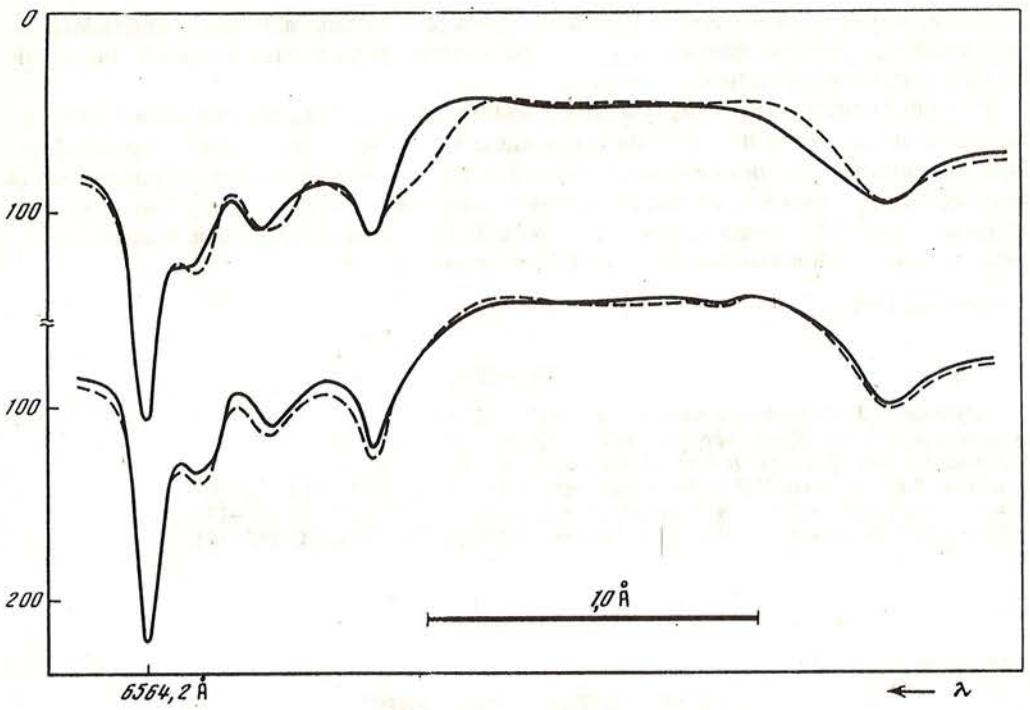


Рис. 7. Контуры (в пропусканиях T) эмиссионной линии H_α в двух ортогонально поляризованных пучках света при наблюдениях с анализатором линейной (внизу) и круговой (вверху) поляризации Вспышка 25.08.1990 г.

Как и в предшествующем случае, при наблюдениях с анализатором линейной поляризации мы видим хорошее совпадение контуров в ортогональных поляризациях, а с анализатором круговой поляризации – их относительное смещение по λ. Это смещение соответствует продольному магнитному полю ~2800 Гс во вспышке 25.08.1990 г. и ~1500 Гс во вспышке 26.08.1990 г.

Определенная по линиям поглощения титана и железа напряженность поперечного магнитного поля в пятне была от 2900 до 3700 Гс, и поле в окрестности вспышки изменяло направление на 90°.

Аналогичная картина наблюдалась для вспышки 26.08.1990 г., но поле было слабее (1900–2500 Гс).

Исследование магнитного поля в пяти вспышках разной мощности и в пятнах, на которых располагалась эмиссия, а также результаты, полученные ранее в [5, 6], показали следующее.

1. Наблюдаемое во вспышках магнитное поле – продольное как в области свечения металлов, так и в области свечения водорода и гелия.

Эмиссия располагается в месте изменения знака магнитного поля в пятне в области сильного поперечного поля, азимут которого даже в соседних точках может отличаться на 90°, а иногда и на 180°.

2. Напряженность МП во вспышке может достигать нескольких тысяч гаусс и иногда заметно превосходить напряженность МП в нижележащем пятне.

3. Магнитное поле во вспышке, по-видимому, меняется с высотой медленно, так как величина его, полученная по расщеплению эмиссионных линий D_1, D_2 натрия и D_3 гелия, одинакова.

4. В ядре пятна, на котором располагается эмиссия вспышки, напряженность МП, определенная по слабым линиям (но которые заметно усиливаются в пятне), значительно выше, чем в более сильных линиях.

В связи с полученными результатами можно сделать вывод, что магнитное поле во вспышке не является простым продолжением магнитного поля пятна в хромосферу. При построении модели вспышки нужно учитывать наличие сильного магнитного поля в эмиссионном объеме (так как даже в месте свечения линий гелия D_3 и водорода H_α напряженность МП может превосходить 2000 Гс), а также радикальное отличие структуры магнитного поля во вспышке и в нижележащем пятне.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абдусаматов Х.И.* Солнечные данные. 1971. № 9. С. 67–72.
2. *Коваль А.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1974. Т. 52. С. 100–112.
3. *Лозицкая Н.И., Лозицкий В.Г.* // Астрон. цирк. 1982. № 1215. С. 1–4.
4. *Коваль А.Н., Степанян Н.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1983. Т. 68. С. 3–5.
5. *Бабин А.Н., Коваль А.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1990. Т. 82. С. 129–138.
6. *Бабин А.Н., Коваль А.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1991. Т. 84. С. 146–151.

УДК 523.98

МАГНИТНЫЕ "ФЛАЖКИ"

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

На основании спектральных поляризационных наблюдений исследуются движения и магнитное поле в малой области (~5″) полутени за ~1 ч до вспышки балла 1*n*. В этой области, находящейся вблизи линии раздела полярностей магнитного поля, на уровне фотосферы наблюдался подъем вещества с увеличивающейся наружу от ~6 до ~8 км/с скоростью. Магнитное поле в поднимающемся веществе чисто продольное, на верхнем уровне его величина около 600 Гс, а вглубь оно возрастает в ~2 раза; напряженность магнитного поля окружающего неподвижного вещества ~600 Гс на всех уровнях.

MAGNETIC "FLAGS", *by A.N. Babin and A.N. Koval.* On the basis of spectral observations with an analyzer of linear and circular polarization we have studied the mass motion and magnetic field in a small region of sunspot penumbra ~1^h before importance 1*n* flare.

In this region that was situated near the neutral line of the magnetic field we observed (at photospheric level) the mass ejection with the velocity increasing with height from ~6 to ~8 km/s.

The magnetic field in the moving matter is longitudinal one, its strength is about 600 Gs at the upper level and it increases with depth by ~2 times; the magnetic field strength of surrounding immovable matter is equal ~600 Gs at all levels.

7.09. 1989 г. на телескопе БСТ-2 при сканировании щелью спектрографа большой активной области № 5669 по Solar–Geophysical Data (SGD) во время небольшой вспышки (S*n*) в полутени лидирующего пятна в двух местах были обнаружены значительные сдвиги фотосферных линий в синюю сторону спектра. Эти сдвиги по своему виду напоминали "флажки", описанные Бумбой [1]. В 6^h17^mUT нами были начаты наблюдения этих движений с анализаторами линейной и круговой поляризации в области длин волн λ6103–6154 Å и λ6273–6327 Å в IV порядке дифракционного спектрографа (дисперсия 0,36 Å/мм). Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа около 35 см. Спектрограммы получались с поляризационной призмой за входной щелью спектрографа и пластинкой λ/2 (в двух положениях, отличающихся на 22°,5) или λ/4 перед щелью.

На рис. 1 представлена зарисовка группы пятен с отмеченными положениями щели спектрографа. С 6^h17^m до 6^h48^mUT наблюдения велись на месте разреза I, а с 7^h10^m до

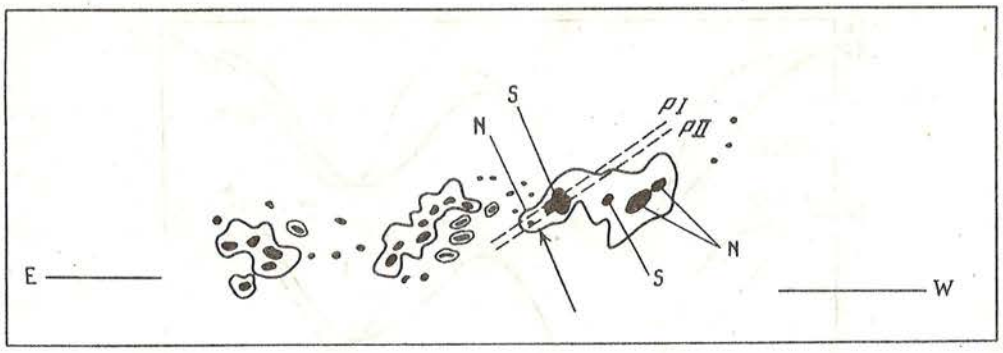


Рис. 1. Зарисовка группы пятен № 5669 (по SGD) 7.09.1989 г.
Штриховые линии – положение щели спектрографа. Стрелкой указано место наблюдения "флажков"

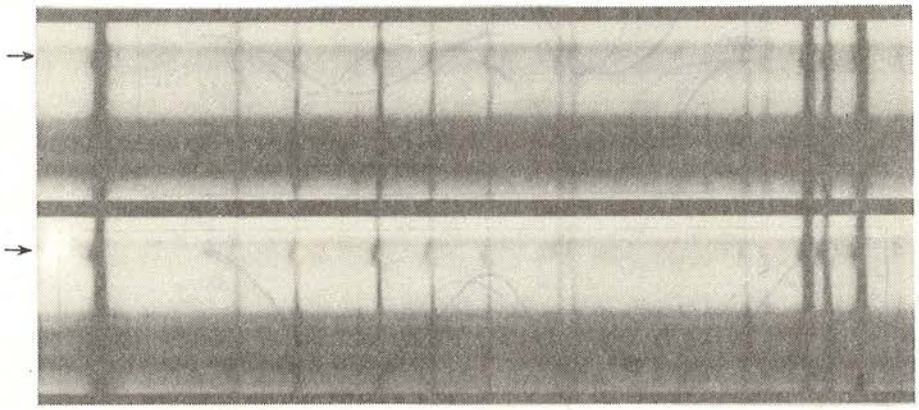


Рис. 2. Часть исследуемой поляризационной спектрограммы, полученной с анализатором круговой поляризации в 7^h11^mUT
Стрелкой указана область движений в фотосфере

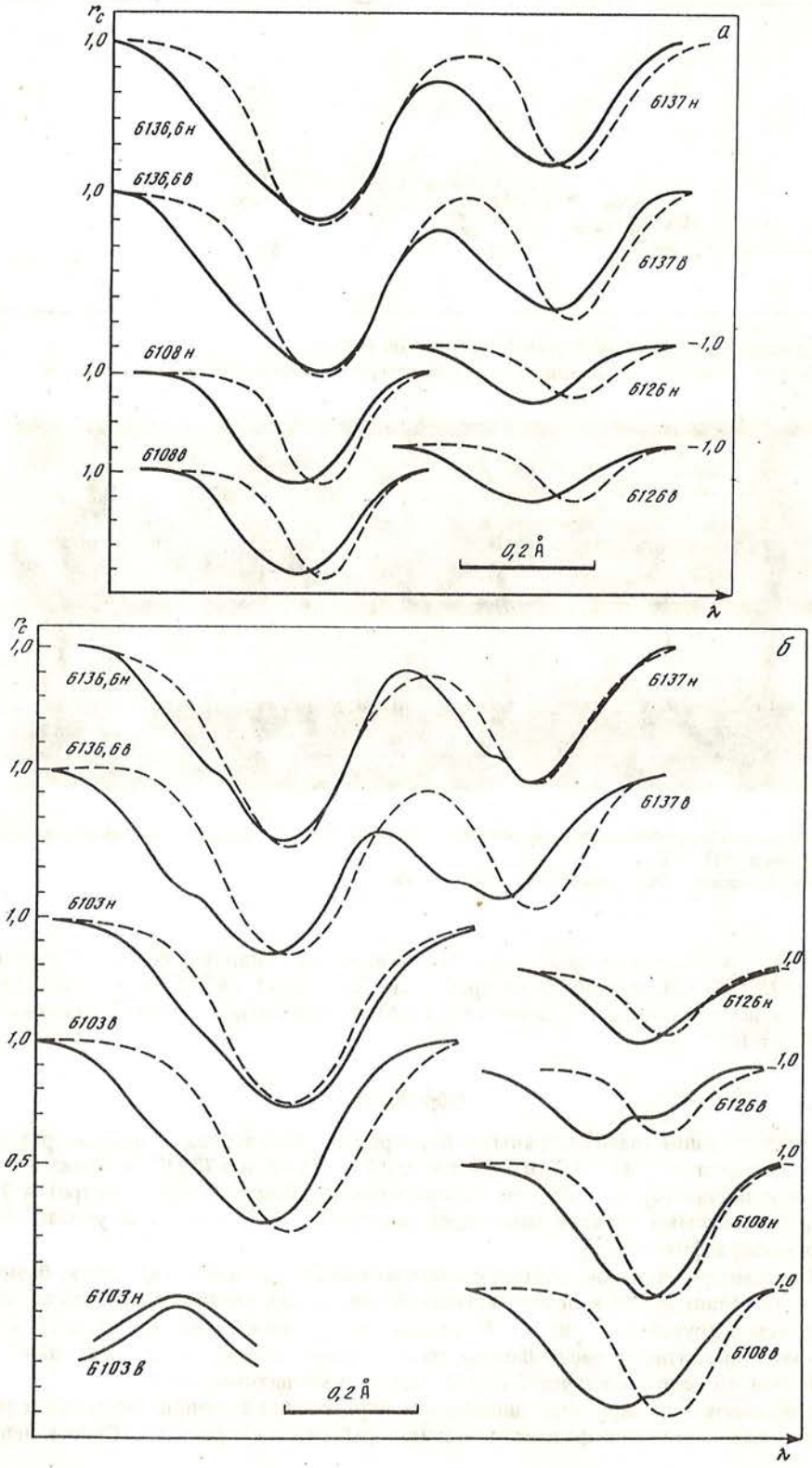
7^h35^m UT – на месте разреза II, где к этому времени появились более сильные движения. В 7^h35^m UT наблюдения были прерваны облаками, а в 8^h23^m в этой области полутени пятна началась вспышка балла $1n$ (M 1.6). Координаты вспышки (согласно SGD): $\varphi = S15$, $\lambda = W33$.

Обработка

Для исследования были выбраны спектрограммы, полученные с анализатором круговой поляризации в 7^h11^m UT в области λ6103–6154 Å и в 7^h22^m в области λ6275–6327 Å и с анализатором линейной поляризации (в обоих случаях спектра) в 7^h34^m. Пример исследуемых спектрограмм представлен на рис. 2 (стрелкой указана область с движениями в фотосфере).

При просмотре спектров, снятых с анализатором круговой поляризации, было обнаружено, что сдвиг линий в ортогональных поляризациях различен: в одной он заметно больше, чем в другой (см. рис. 2). Поскольку все линии в изучаемых областях спектра подвержены магнитному расщеплению, то это говорит о том, что сдвиг линий в "флажке" обусловлен не только лучевой скоростью, но и магнитным полем.

Для исследования характера движений и определения величины скорости и магнитного поля была проведена фотометрическая обработка спектрограмм. Список использу-


а
б
r_c
1,0
0,5
6136,6н
6136,6в
6137н
6137в
6108н
6108в
6126н
6126в
6103н
6103в
0,2 Å
λ

Длина волны, Å	Элемент	$I_ф$	$I_п$	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см^2	Длина волны, Å	Элемент	$I_ф$	$I_п$	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см^2
6102,72	CaI	9	20	74,5	6137,00	FeI	3	4	75,3
6108,12	NiI	6	8	40,4	6137,70	FeI	7	9	40,8
6111,08	NiI	2	1	46,6	6141,73	BaII	7	9	41,4
6111,65	VI	0	6	49,7	6149,25	FeII	2	–2	50,3
6119,53	VI	1	8	41,6	6151,62	FeI	4	5	69,2
6126,22	TiI	1	8	46,9	6301,50	FeI	7	7	66,2
6128,99	NiI	1	2	56,5	6302,50	FeI	5	4	100
6136,62	FeI	8	10	33,3					

емых линий и их характеристики представлены в таблице, где $I_ф$ и $I_п$ – роуландовские интенсивности в фотосфере и пятне соответственно.

В области λ6103–6154 Å имеется хороший набор линий разной интенсивности (т.е. образующихся на разной глубине) и температурной чувствительности, но, к сожалению, нет теллурических линий, что затрудняет получение точных значений сдвига линий.

При фотометрической обработке для каждой линии делались три разреза: один на месте сдвига ("флажка") и два "невозмущенных" с двух сторон от него, один из них в области фотосферы, а другой в соседней области полутени пятна. За положение несмещенной линии мы принимали середину небольшого промежутка между центрами двух "невозмущенных" контуров линий.

Профили ряда исследуемых линий представлены на рис. 3. Рассмотрим особенности этих контуров.

1. На спектрограммах, полученных с анализатором линейной поляризации (см. рис. 3, *а*), профили линий в спектрах в ортогональных поляризациях практических не различаются: глубины и полуширины линий на месте "флажка" в пределах ошибок измерений равны. Это указывает на отсутствие здесь заметного поперечного магнитного поля.

В то же время движения проявляются по-разному в контурах сильных и слабых линий. У сильных линий (интенсивность в фотосфере больше шести) ярко выражена асимметрия в крыльях, тогда как ядро линии не смещено. Средние (по интенсивности) линии слегка асимметричны и смещены, а слабые линии практически симметричны, но расширены и смещены в целом.

2. На спектрограммах, снятых с анализатором круговой поляризации, форма профилей и их смещение от положения невозмущенной линии в ортогональных поляризациях заметно различаются (см. рис. 3, *б*). Это указывает на наличие здесь значительного продольного магнитного поля, так как в одной поляризации оно сдвигает линию в том же направлении, что и лучевая скорость, а в другой – в противоположном.

Результаты измерений

Вначале рассмотрим смещение в ортогональных поляризациях центров тяжести линий на уровне половины интенсивности, отсчитываемое от положения "несмещенной" линии. Так как поперечное магнитное поле на месте "флажка" не проявляет себя (т.е. если оно и есть, то мало), то по наблюдениям с анализатором линейной поляризации по смещению контуров мы можем определить лучевую составляющую скорости. По смещению линий на спектрограммах, снятых с анализатором круговой поля-

Рис. 3. Профили линий в "флажке" (сплошная линия) и в невозмущенной фотосфере (штриховая) в ортогонально поляризованном свете (н и в)

а – при наблюдениях с анализатором линейной поляризации, 7^h34^mUT; *б* – при наблюдениях с анализатором круговой поляризации, 7^h11^mUT

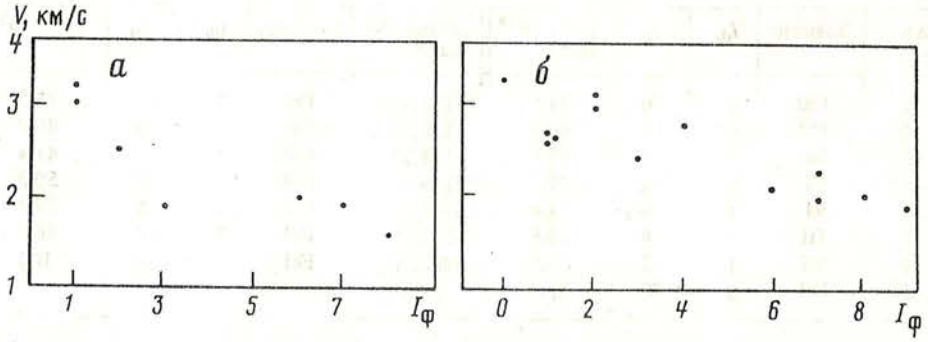


Рис. 4. Зависимость скорости движений, определенной по смещению центра тяжести линии, от интенсивности линии
а – 7^h34^mUT; *б* – 7^h11^mUT

ризации, можно вычислить величину скорости и магнитного поля:

$$\Delta\lambda_{\parallel} = \Delta\lambda_v + \Delta\lambda_H, \ \Delta\lambda_{\perp} = \Delta\lambda_v - \Delta\lambda_H,$$

где $\Delta\lambda_{\parallel}$ и $\Delta\lambda_{\perp}$ – общее смещение центра тяжести линии в ортогональных поляризациях, $\Delta\lambda_v$ и $\Delta\lambda_H$ – смещение из-за скорости и магнитного поля соответственно. Откуда

$$\Delta\lambda_v = (\Delta\lambda_{\parallel} + \Delta\lambda_{\perp})/2, \ \Delta\lambda_H = (\Delta\lambda_{\parallel} - \Delta\lambda_{\perp})/2.$$

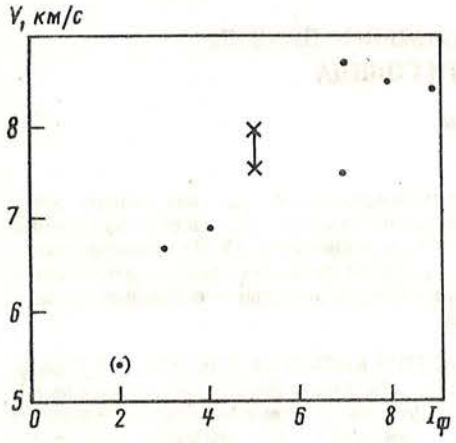
Результаты измерений и вычислений скорости движений в зависимости от интенсивности линий представлены на рис. 4. Из анализа этих рисунков можно сделать вывод, что скорость в выбросе растет с глубиной, так как слабые линии показывают большую скорость. Однако измерение смещения центра тяжести линии не может дать правильное представление о картине движений, так как слабые линии смещены в целом, т.е. движется весь слой, в котором они образуются, а у сильных линий слой, в котором образуется основная часть линии, почти неподвижен.

Как видно из рис. 3, красное крыло сильных и средних линий не искажено движениями (ход интенсивности в красном крыле близок к невозмущенному профилю). Поэтому мы можем вычесть красное крыло из синего и получить профиль асимметрии, а по положению его максимума определить скорость выброса. Оцененные таким путем скорости выброса в зависимости от интенсивности линий нанесены на рис. 5, из которого следует, что скорость несколько растет с высотой (примерно от 6 до 8 км/с).

Рассмотрим теперь вопрос о величине магнитного поля в "флажке". Напряженности поля, полученные по смещению центров тяжести линий, представлены на рис. 6. Если магнитное поле одинаково в движущемся слое и в окружающем его неподвижном, то по смещению центров тяжести линий мы находим правильное значение поля. Посмотрим, насколько это справедливо для разных линий.

У сильных линий (см.рис. 3) форма профилей в ортогональных поляризациях практически одинакова, но они смещены на разную величину относительно положения невозмущенной линии. Если вычесть красное крыло из синего и получить контур выброса, то положения его в ортогональных поляризациях по отношению к ядру линии практически совпадают. (Пример такого контура для линии λ6103 CaI приведен в нижнем левом углу рис. 3, *б*.) Следовательно, напряженность магнитного поля в движущемся слое близка к той, что мы наблюдаем в ядре сильных линий, и в среднем по нескольким таким линиям она составляет около 700±110 и 610±70 Гс соответственно.

У слабых линий мы видим совершенно другую картину: форма профилей в ортогональных поляризациях сильно различается. Это может быть в том случае, если магнитное поле в выбросе и в окружающей среде (где возникает та часть линии, которую мы назвали "основной" линией) существенно различаются. Для ряда средних и слабых ли-



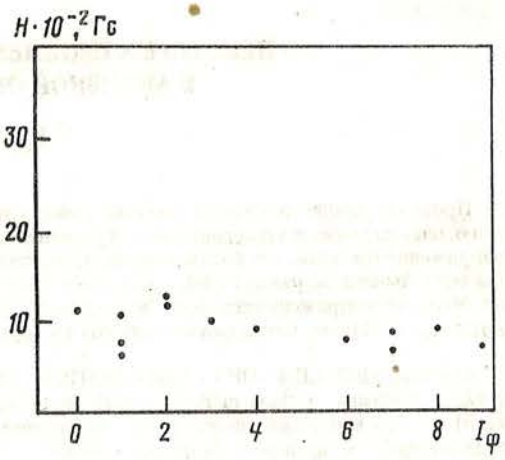


Рис. 5. Зависимость скорости выброса от интенсивности линии 7^h11^m, 7^h22^m
Кресты – независимые измерения по одной и той же линии; в скобках – неуверенные измерения

Рис. 6. Зависимость напряженности магнитного поля, определенной по смещению центров тяжести линий в "флажке", от интенсивности линий

ний разными способами были проведены оценки величины магнитного поля в выбросе и в основной линии: по смещению выделенного контура выброса, по разности смещений синего крыла линии в ортогональных поляризациях. В результате оказалось, что по одним линиям магнитное поле в выбросе имеет примерно ту же величину, что и в основной линии (~600 Гс), а по другим оно превосходит последнее иногда в ~2 раза.

Рассмотрим структуру магнитного поля в окрестности движений. Выброс произошел вблизи нулевой линии продольного магнитного поля $H_\parallel$. В небольшом ядрышке (см. рис. 1) рядом с исследуемой областью $H_\parallel$ заметно меньше, чем в выбросе (соответствующие значения, определенные по линии λ6302,5 Å, составляют ~600 и ~900 Гс). В соседнем крупном ядре противоположной (S) полярности поперечное магнитное поле (на основании наших спектрограмм) достигает величины 1500–2000 Гс, а азимут его изменяется на 90°.

Выводы

Примерно за 1 ч до вспышки балла 1n в малой области (~5″) полутени пятна вблизи линии раздела полярностей магнитного поля на уровне фотосферы наблюдался подъем вещества с увеличивающейся наружу от ~6 до ~8 км/с скоростью. Магнитное поле в поднимающемся веществе чисто продольное, на верхнем уровне оно совпадает по величине с магнитным полем непосредственного окружения, а вглубь возрастает до более чем 1000 Гс, превышая последнее в ~2 раза.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бумба В.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1960. Т. 23. С. 253–276.

УДК 523.98

О НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМАХ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА

С.И. Гопасюк

Проведен анализ движений плазмы в магнитных петлях. В хромосфере, где сила Ампера равна нулю, плазма движется под действием градиента давления вдоль магнитной петли в сторону большей напряженности поля, что соответствует представлениям Мейера и Шмидта [17]. На уровне фотосферы сила Ампера не равна нулю, она способствует формированию движения плазмы в направлении от большей напряженности поля к меньшей. Перетекание плазмы от одного основания петли к другому возможно, когда скважность поля в трубке мала.

ON THE PROBLEMS OF PLASMA MOTIONS IN THE ACTIVE REGION OF THE SUN, *by S.I. Gopasyuk.* The plasma motions in the magnetic loops were analyzed. The Amper force in the chromosphere is equal to zero and plasma moves under the pressure gradient along the magnetic loop toward the higher field strength, being in accordance with Meyer and Schmidt's viewpoint [17]. At the level of photosphere the Amper force is not zero providing the plasma motion from higher to lower strength of the magnetic field. The plasma flow from one loop footpoint to another is possible provided a filling factor for fluxtube is not too small.

Введение

Проблема связи движений плазмы с магнитным полем в атмосфере Солнца постоянно привлекает внимание наблюдателей. Это не случайно, ибо от ее решения зависит успех в понимании физики многих нестационарных процессов.

Деландр [1] и независимо Сент-Джон [2] еще в начале века пришли к выводу, что линия K_3CaII показывает опускание газа во флоккулах. Установление закономерности, что свечение флоккулов в линии K_3CaII приходится на места с магнитным полем [3], проливало свет на характер движения хромосферной плазмы в магнитном поле. Однако этот результат в то время остался незамеченным. Несколько позднее по данным наблюдений с магнитографом в линиях K_3CaII и FeI λ5250Å Степанов [4] исследовал движение плазмы в активной области. Им, в частности, было установлено, что в местах сильных продольных магнитных полей наблюдается преимущественно опускание хромосферного газа. В областях слабых полей ($H_{\parallel} < 8$ Гс) имеет место как его опускание, так и подъем. Причем подъем занимает большую площадь. Там же было обосновано предположение, что на уровне образования линии K_3CaII газ движется вдоль силовых трубок магнитного поля.

По наблюдениям в H_α скорость опускания газа в основаниях арочных волокон (магнитных петель) развивающихся активных областей составляет 20–50 км/с. В вершине арок происходит, как правило, подъем вещества со скоростью до 10 км/с [5–7]. Типичное время жизни отдельного волокна около 30 мин [5]. Этот вид движений интерпретируется как подъем магнитных петель. Устойчивый характер движений в арочных волокнах прослеживается на протяжении 1 ч [7, 8].

Хромосферная материя (наблюдения в H_α [9, 10] и λ5172,7Å MgI [10]) втекает в пятно по магнитным петлям, ширина и протяженность которых увеличивается с высотой. Для сверхполутени наиболее характерные движения в хромосфере – это перетекание вещества от одного конца магнитной петли к другому. На концах петель, примыкающих к пятну, вещество опускается. На противоположных основаниях их, находящихся в невозмущенной хромосфере, наблюдается подъем вещества [10–12].

Слабые спектральные линии указывают на растекание газа от центра пятна преимущественно вдоль поверхности Солнца (эффект Эвершеда). Вытекание вещества из пятна на уровне фотосферы происходит внутри темных волокон полутени [13]. За исключением эффекта Эвершеда, наблюдения в фотосфере не показывают столь простую связь движений плазмы с магнитным полем, как это имеет место для хромосферы [14]. Хотя эта связь в фотосфере намного сложнее, наблюдениями выявлено, что движение

фотосферной плазмы в полутени пятна происходит тоже вдоль магнитных трубок. Однако в противоположность уровню хромосферы оно направлено от пятна к фотосфере.

Ниже мы анализируем это различие в направлении движений на основании уравнений магнитной гидродинамики.

Сифонный механизм, его инверсия

На том конце магнитной петли, который находится в невозмущенной атмосфере, напряженность поля, вероятно, ниже, а температура выше, чем в пятне. Если это так, то давление плазмы будет больше в том основании петли, в котором напряженность поля меньше. Разность давлений плазмы на концах магнитной петли должна создать движение плазмы, направленное в сторону пятна.

Наблюдения в хромосфере укладываются в концепцию о движении плазмы вдоль силовых линий поля в сторону большей напряженности. В то же время наблюдения в фотосфере противоречат ей.

Рассмотрим эту проблему детальнее.

Предположим, что движение плазмы происходит вдоль магнитного поля. Это означает, что

$$\mathbf{B} = \alpha \mathbf{V}, \tag{1}$$

где $\mathbf{B}$ – вектор магнитного поля, $\mathbf{V}$ – вектор скорости плазмы и α – некоторая скалярная функция координат. С учетом выражения (1) в стационарном случае уравнение движения вязкой жидкости в магнитном поле можно записать [15]

$$\rho\left(1 - \frac{\alpha^2}{4\pi\rho}\right)(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\nabla\left(P + \frac{\mathrm{B}^2}{8\pi}\right) - \frac{\alpha^2}{4\pi}\mathbf{V}\,\mathrm{div}\,\mathbf{V} + \rho\mathbf{g} + \eta\nabla^2\mathbf{V}, \tag{2}$$

где η – коэффициент вязкости, ρ – плотность плазмы, P – ее давление и $\mathbf{g}$ – ускорение силы тяжести.

В хромосфере, согласно вычислениям [16], текут электрические токи. На этом уровне и на больших высотах магнитное поле, для которого $\mathrm{B}^2/8\pi > P$, скорее всего, бессиловое (если оно потенциальное, то это несущественно) и сила Ампера $\mathbf{j} \times \mathbf{B} \approx 0$. На основании уравнения (2) в этом случае можно рассматривать движение хромосферной плазмы вдоль магнитной трубки от меньшей к большей напряженности поля, как в трубе переменного сечения. Мейер и Шмидт [17] первыми предложили сифонный механизм, основанный на разности давлений плазмы, и провели анализ движений плазмы в магнитных трубках на Солнце.

В фотосфере положение дел совершенно другое. Значительная часть поперечного магнитного поля в фотосфере обусловлена электрическими токами, которые тоже текут в фотосфере [18]. На уровне фотосферы сила Ампера не равна нулю и величина ее значительна [19, 20]. Из уравнения (2) мы видим, что при движении плазмы вдоль поля может случиться, что

$$1 - \alpha^2/(4\pi\rho) < 0. \tag{3}$$

Согласно соотношению (1), неравенство (3) выполняется, когда плотность магнитной энергии больше плотности кинетической энергии плазмы. В этом случае движение (особенно в направлении, перпендикулярном силе тяжести) происходит точно так же, как в обычной жидкости, но с отрицательной плотностью. Это означает, что жидкость может двигаться в обратном направлении по сравнению со случаем обычной гидродинамики. Вероятно, такое явление мы и наблюдаем в фотосфере как эффект Эвершеда.

При фотосферной плотности $\rho \approx 2 \cdot 10^{-7}$ г/см^3 и скорости, характерной для эвершедовых движений $V \approx 3$ км/с, величина поля на основании выражений (1) и (3) должна превышать $B \approx 500$ Гс, т.е. такие движения возможны только в сильных магнитных полях. Очевидно, что для движений плазмы с меньшими скоростями пороговое значение поля ниже.

Заключение

Проведенный анализ показал, что в хромосфере, где сила Ампера отсутствует, плазма движется под действием градиента давления вдоль магнитной петли из области с меньшей напряженностью поля в область с большей напряженностью. В фотосфере сила Ампера не равна нулю, она способствует формированию движения плазмы в направлении от большей напряженности к меньшей.

Кроме того, чтобы работал механизм перекачки плазмы из одного конца магнитной трубки в другой, скважность магнитного поля внутри ее не должна быть большой. Так что движение плазмы по магнитным трубкам накладывает вполне определенные требования на их структуру. В замкнутой магнитной трубке сифонный механизм будет приводить к выравниванию давления плазмы на ее концах. Следовательно, действие его в отдельной трубке будет вполне ограниченным по времени. Однако в тех случаях, когда на некотором участке магнитной трубки выполняется условие (3), возможно появление циркуляции плазмы вдоль трубки. Для понимания процессов эволюции таких магнитных структур крайне необходимы длительные наблюдения в них доплеровских движений. В этом плане наблюдения Карташовой [8] очень важны.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Deslanders M.* // C.r. Acad. sci. Paris. 1910. Vol. 4. P. 1.
2. *St. John Ch.E.* // Astrophys. J. 1910. Vol. 32, N 1. P. 36–82.
3. *Babcock H.W., Babcock H.D.* // Astrophys. J. 1955. Vol. 121, N 2. P. 349–366.
4. *Степанов В.Е.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1960. Т. 23. С. 184–211.
5. *Bruzek A.* // Solar Phys. 1967. Vol. 2, N 4. P. 451–461.
6. *Weart S.R.* // Astrophys. J. 1970. Vol. 162, N 3, pt. 1. P. 987–992.
7. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1990. Т. 82. С. 116–124.
8. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. // Наст. изд.
9. *Beckers J.M.* // Austral. J. Phys. 1962. Vol. 15, N 3. P. 327–332.
10. *Malttey P.* // Solar Phys. 1975. Vol. 43, N 1. P. 91–101.
11. *Bray R.J.* // Solar Phys. 1974. Vol. 38, N 2. P. 377–388.
12. *Haygen E.* // Solar Phys. 1967. Vol. 2, N 2. P. 227–230.
13. *Beckers J.M.h Schröter E.H.* // Solar Phys. 1969. Vol. 10, N 2. P. 384–403.
14. *Степанов В.Е.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1961. Т. 25. С. 154–173.
15. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика М.: ГИФМЛ, 1962. С. 246.
16. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 80. С. 97–106.
17. *Meyer F., Schmidt H.U.* // Astron. J. 1968. Vol. 73., N 5, pt 2. S. 72.
18. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1990. Т. 82. С. 108–116.
19. *Зверева А.М., Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз обсерв. 1970. Т. 41/42. С. 97–157.
20. *Котов В.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1970. Т. 41/42. С. 67–96.

УДК 525.72

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАССЕЯННОГО СВЕТА ПРИ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ СОЛНЕЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НА ЗЕРКАЛЬНЫХ ТЕЛЕСКОПАХ

М.Дж. Гусейнов

По наблюдениям спектров околосолнечного ореола, рассеянного света на изображениях Меркурия при прохождении его по диску Солнца 10.11.73 г., а также Луны у ее края во время солнечного затмения в апреле 1976 г. изучается сдвиг $\Delta\lambda$ фраунгоферовой линии FeI λ 6302,5Å относительно ее положения в спектре центра диска Солнца. Найдено следующее.

1. Солнечная линия в спектрах околосолнечного ореола у *E*-края Солнца сдвинута по λ в коротковолновую, а у *W*-края – в длинноволновую сторону спектра; абсолютное значение сдвига на расстоянии 30″ за лимбом на экваторе $|\Delta\lambda| \approx 20$ мÅ. Спектры рассеянного света на диске Луны вблизи ее лимба при $\rho = 0{,}98$ дают такие же значения $|\Delta\lambda|$.

2. Величина сдвига $|\Delta\lambda|$ за лимбом Солнца быстро падает с расстоянием ρ от центра диска Солнца и при $\rho \geqq 1{,}6-2{,}0$ достигает $|\Delta\lambda| \approx 0$.

Делается заключение, что при наблюдениях на зеркальных телескопах не менее половины вклада в рассеянный свет вносится самыми близлежащими к объекту окрестностями (размером меньше чем 1′). Это необходимо учитывать при анализе спектров контрастных образований Солнца.

ON SOME PECULIARITIES OF THE SCATTERED LIGHT BEHAVIOUR BY SPECTRAL OBSERVATIONS OF SOLAR PHENOMENA WITH MIRROR TELESCOPES, *by M.J. Huseynov.* The shift $\Delta\lambda$ of the solar line λ6302,5 Å FeI relative to its position in the centre of the solar disc is studied by using the spectra of solar aureole, the scattered light on the images of the Mercury during its transit across the solar disc on 10.11.73 and of the Moon (near its edge) at the time of solar eclipse on April 1976. It has been found:

1. The solar line in the spectra of solar aureole at the *E*-edge is shifted shortward and at the *W*-edge longward in λ. The absolute value of the shift at 30″ beyond the limb of the equator $|\Delta\lambda| \approx 20$ mÅ. The scattered light spectra at the Moon edge at $\rho = 0{,}98$ yield the same valutes of $|\Delta\lambda|$.

2. The value of $|\Delta\lambda|$ beyond the limb sharply decreases with distance ρ from the centre of the solar disc, and at $\rho = 1{,}6-2{,}0$ reaches $|\Delta\lambda| \approx 0$.

Thus we are apt to conclude, that by the observations with mirror telescopes the main contribution of the scattered light (not less than a half) is made by the nearest surroundings (size < 1 arcmin) of the object. This results must be taken into account while making the analysis of the contrast solar formations.

Учет влияния рассеянного света при исследовании контрастных образований Солнца (например, пятен или протуберанцев) на основе изучения контуров их спектральных линий является очень важным, так как получаемые результаты сильно зависят от точности исправления наблюденных контуров линий за паразитный свет. Вообще, проблеме учета рассеянного света при солнечных наблюдениях посвящено немало работ. Но они в основном относятся к разработке методов учета влияния рассеянного света на яркость наблюдаемых образований [1–4]. Менее изучен вопрос о соотношении контуров линий и их длин волн в спектрах наблюдаемого объекта и рассеянного света. В спектрах рассеянного света как контуры линий, так и их длины волн, по-видимому, будут зависеть от формы индикатрисы рассеяния и от положения объекта на диске Солнца. Частично эта проблема рассматривалась в [5–10].

Как известно, паразитный свет при наблюдениях Солнца состоит из трех основных компонентов: рассеяний в атмосфере Земли, в инструменте и света, связанного с прямым попаданием излучения соседних областей на спектр исследуемого образования из-за дрожания изображений. Последняя составляющая паразитного света – так называемое рассеяние из-за замывания – довольно хорошо определяется методом Вандерса [1] по наблюдениям края диска Солнца и околосолнечного ореола. Согласно [11, 12], рассеяние в атмосфере Земли, создающее яркость неба, составляет очень малую величину, примерно равную 10^{-5}–10^{-6} яркости центра диска Солнца. Нас здесь интересует составляющая рассеянного света, связанная с рассеянием в инструменте, так как индикатрису рассеяния будет определять именно этот компонент.

Очевидно, что при отсутствии влияния дрожания изображений (или после его исключения) спектр рассеянного света будет определяться суммарным излучением всего солнеч-

ного диска. Но при этом разные участки диска Солнца, по-видимому, должны вносить различный вклад в интенсивность рассеянного света в зависимости от позиции наблюдаемого образования и из-за различия яркости Солнца на разных расстояниях от центра диска $\rho = r/R_\odot$. Если еще учитывать, что из-за вращения Солнца одни и те же фраунгоферовы линии имеют различную длину волны на разных расстояниях от центра диска, то можно ожидать, что и в спектре околосолнечного ореола на разных расстояниях от *E*- и *W*-края Солнца спектральные линии будут иметь несколько различные длины волн.

Для изучения инструментального рассеяния нами было проведено несколько наблюдений спектров околосолнечного ореола ($\rho > 1$) и рассеянного света на диске Солнца ($\rho < 1$).

Материал наблюдений

Основная часть спектрограмм была получена в 1973 и 1976 гг. на малом башенном солнечном телескопе (МБСТ) Крымской астрофизической обсерватории с помощью спектрографа с дифракционной решеткой. Наблюдения проведены в четвертом порядке решетки в области волн λ6295–6305 Å. В этом участке спектра обратная линейная дисперсия равна 0,354 Å/мм. Все спектры снимались на пленку "Изопанхром 15-800". В 1990 г. наблюдения проведены на БСТ-2, использовалась пленка Т42 (обратная линейная дисперсия 0,360 Å/мм).

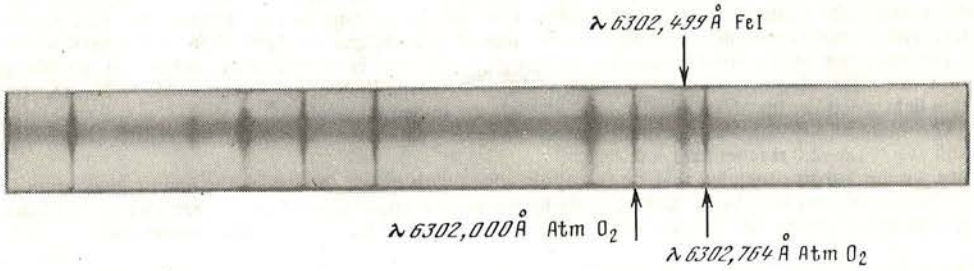


Рис. 1. Спектр Меркурия на диске Солнца 10.11.1973 г. (область λ6295–6305 Å)

Спектры околосолнечного ореола в различные дни (даты и время наблюдений указаны в таблице) при хороших и средних условиях наблюдения снимались в оптической системе телескопов МБСТ и БСТ-2 с фокусным расстоянием f = 12 м (в фокальной плоскости расстояние 1 мм на изображении соответствует 18″ на поверхности Солнца) у разных краев диска Солнца на расстоянии примерно 30″ от лимба. 27 сентября 1973 г. и 2 и 4 октября 1990 г. спектры околосолнечного ореола получены на различных расстояниях (от $\rho = r/R_\odot$ = 1,02 до ρ = 2,50) от *E*- и *W*-края диска по экватору Солнца. При этом снимались также спектры невозмущенной области в центре диска Солнца.

Для изучения формы индикатрисы рассеяния мы снимали также спектры рассеянного света на диске Меркурия (дальше будем употреблять выражение "спектры Меркурия") при прохождении его по диску Солнца 10.11.73 г. Наблюдения велись в оптической системе МБСТ с фокусным расстоянием f = 35 м. Меркурий на диске Солнца был виден как темное круглое пятно диаметром около 1,5 мм (это соответствует $d \approx 10''$). На рис. 1 приводим отпечаток одного из лучших спектров Меркурия при ρ = 0,8. Необходимо отметить, что в этот день условия наблюдений были не очень благоприятны (часто дрожания изображений доходили до 6–8″).Поэтому из многих спектров Меркурия мы выбрали 19 соответствующих наилучшим условиям наблюдений, пригодных для определения длин волн линий.

Во время затмения Солнца 29 апреля 1976 г. нами были получены спектры рассеянного света на изображении Луны вблизи ее лимба как на западном, так и восточном крае диска Солнца. Снимались также спектры Солнца около края Луны.

Результаты измерений

Нами определены положения солнечной линии FeI λ 6302,499Å относительно двух теллурических линий, расположенных вблизи нее (λ 6302,000 Å и λ6302,764 Å), с помощью микрофотометрических записей на МФ-4 или визуальных измерений на микроскопе Мир-12. Измерения расстояний между солнечной и каждой из двух теллурических линий в каждом спектре повторялись 3 раза (в случае регистрации на МФ-4) или 5 раз (в случае измерения на Мир-12), и находились средние значения длины волны λ солнечной линии. При таком определении положения солнечной линии среднеквадратичная ошибка равна $\sigma = \pm 0{,}002$ Å. Затем для каждого спектра рассеянного света было определено различие длин волн солнечной линии в спектрах околосолнечного ореола относительно ее длины волны в спектре центра диска Солнца $\Delta\lambda = \lambda_\rho - \lambda_0$, где λ_0 и λ_ρ – длины волн в спектре центра диска и на расстоянии ρ соответственно.

В таблице мы приводим результаты определения сдвига Δλ линии λ6302,5 Å FeI в спектрах околосолнечного ореола у разных краев на расстоянии 30″ за лимбом относительно ее положения в спектре центра диска Солнца. Видно, что линия FeI λ6302,5Å в спектрах околосолнечного ореола у *E*- и *W*-края значительно сдвинута относительно той же линии в спектре центра диска Солнца соответственно в коротковолновую и длинноволновую стороны спектра. Абсолютное значение сдвига по λ на расстоянии 30″ от лимба за *E*- и *W*-краем $|\Delta\lambda| \approx 20$ мÅ. У *NW*- и *SW*-края (т.е. примерно на широте 45°) на таком же расстоянии от лимба этот сдвиг около 10 мÅ, а у *N*- и *S*-полюса сдвига по λ нет (в пределах ошибки измерения). Абсолютные величины сдвигов $|\Delta\lambda|$ в спектрах ореола на экваторе для разных дней различаются мало. Кроме того, эти сдвиги почти одинаковы для телескопов МБСТ и БСТ-2. Еще раз отметим, что все сдвиги Δλ линии FeI λ6302,5 Å, приведенные в таблице, относятся к околосолнечному ореолу, спектры которого сняты на расстоянии 30″ за лимбом Солнца. Это расстояние значительно превышает величину дрожания изображений во время наблюдений. Следовательно, при съемке спектров ореола прямое излучение от краев Солнца на щель спектрографа никак не попадало. Таким образом, приведенные в таблице величины сдвигов Δλ солнеч-

Дата	Время (моск.)	За краем Солнца	Δλ, мÅ	Дата	Время (моск.)	За краем Солнца	Δλ, мÅ
11.06.73	$08^h 30^m$	*E*	−18	27.06.73	$16^h 50^m$	*N*	+2
		W	+20			*S*	−1
18.06.73	07 30	*E*	−19	30.06.73	9 40	*E*	−18
		W	+18			*W*	+19
20.06.73	09 20	*E*	−19	3.09.73	08 30	*E*	−22
		W	+19			*W*	+19
24.06.73	17 30	*E*	−18	9.09.73	18	*E*	−21
		W	+18			*W*	+20
25.06.73	16 00	*E*	−18	10.09.73	10	*E*	−22
		W	+17			*W*	+18
27,06.73	10 10	*E*	−20	27.09.73	18	*E*	−20
		W	+19			*W*	+20
	16 40	*E*	−19	2.10.90	15	*E*	−20
		W	+21			*W*	+21
	16 50	*NW*	+12	4.10.90	15 30	*E*	−21
		SW	+10			*W*	+19

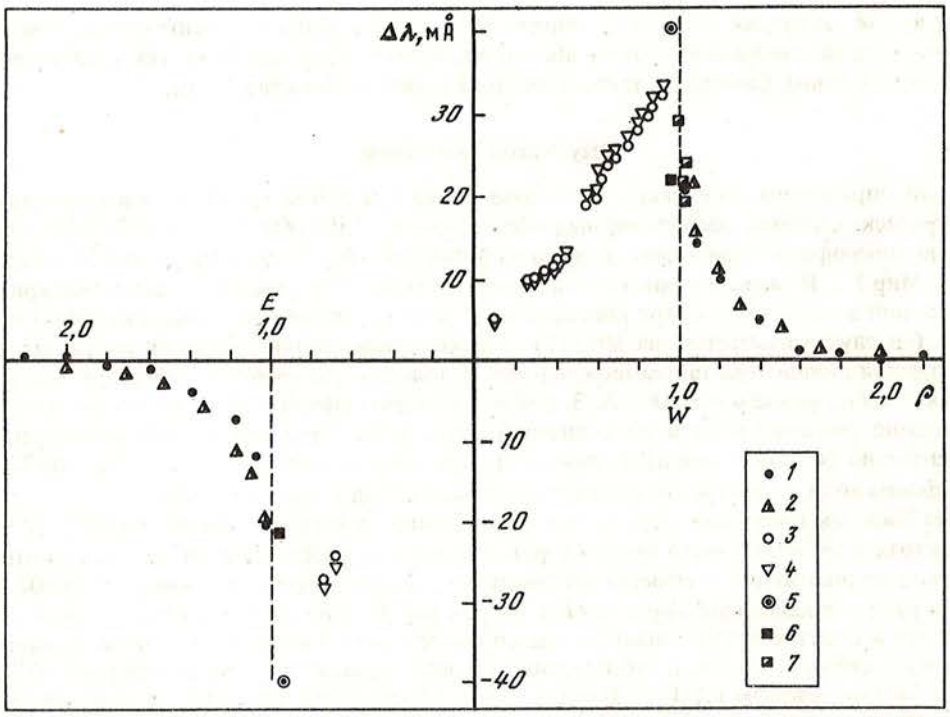


Рис. 2. Зависимость величины сдвига Δλ солнечной линии FeI λ6302,5 Å в спектрах рассеянного света относительно ее положения по λ в спектре центра диска Солнца от расстояния $\rho = r/R_\odot$
Обозначения см. в тексте

ной линии в спектрах околосолнечного ореола обусловлены в основном рассеянием света на зеркалах телескопа (как было сказано выше, доля рассеяния земной атмосферой ничтожно мала).

Из результатов измерений ясно, что вклад разных участков солнечного диска в рассеянный свет различен и при определении рассеянного света необходимо учитывать положение наблюдаемого объекта на диске Солнца.

На рис. 2 приведены результаты определения сдвига Δλ линии FeI λ6302,5 Å в спектрах рассеянного света на различных расстояниях ρ относительно ее положения в спектре центра диска Солнца. По оси абсцисс отложены относительные расстояния от центра диска $\rho = r/R_\odot$, по оси ординат – величины сдвига Δλ линии (величины $\Delta\lambda > 0$ соответствуют сдвигам линии в длинноволновую, $\Delta\lambda < 0$ – в коротковолновую сторону). Сдвиги линий Δλ за лимбом ($\rho > 1$), найденные для спектров околосолнечного ореола, снятых 27.09.73 г., отмечены точками (*1*), осредненные величины Δλ за 2 и 4 октября 1990 г. – треугольниками *2*, значения Δλ на диске ($\rho < 1$) для спектров Меркурия при прохождении его по диску Солнца 10.11.73 г. – кружками (*3*). Здесь же показаны сдвиги Δλ линии FeI λ6302,5 Å в спектрах близлежащей фотосферы (треугольники *4*), окружающей диск Меркурия. Для расстояния $\rho = 0{,}98$ приведены сдвиги солнечной линии в спектрах у *E*- и *W*-края на экваторе Солнца, вызванные его вращением (кружочки *5*) а также на спектрах рассеянного света, наблюденных на изображении Луны (на расстоянии около 30″ от лимба) при вхождении ее у *W*-края и выходе из диска Солнца у *E*-края его (квадратики *6*).

На рис. 2 также отмечены величины Δλ, определенные в [6] фотоэлектрическим методом, для околосолнечного ореола на расстояниях 10′–25″ за *W*-лимбом Солнца (квадратики *7*).

Прежде чем перейти к интерпретации зависимости величины Δλ от ρ согласно рис. 2,

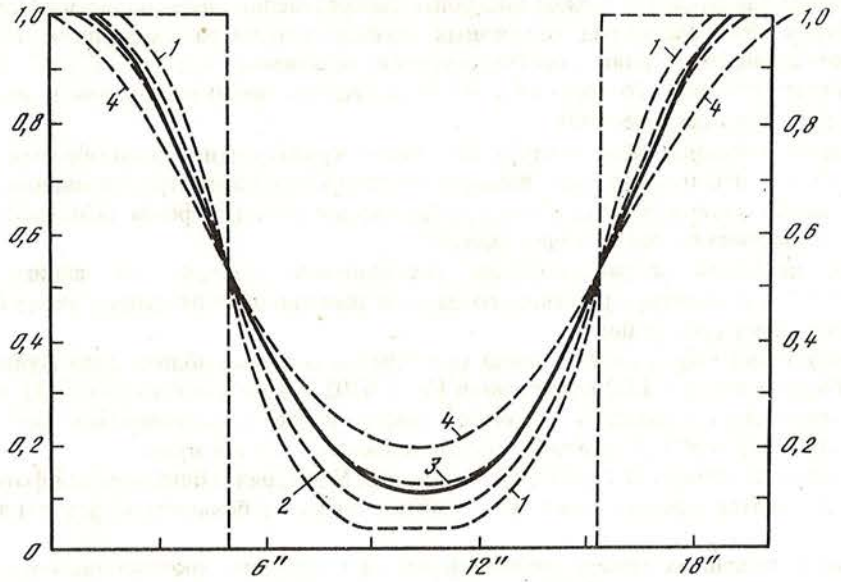


Рис. 3. Фотометрический разрез спектра Меркурия поперек дисперсии
1–4: $s = 2''$ (*1*); $3''$ (*2*); $4''$ (*3*); $5''$ (*4*)

необходимо отметить следующее. Найденные значения сдвига линии $\Delta\lambda$ для околосолнечного ореола на расстояниях $\rho \geqslant 1{,}02$, а также для спектров рассеянного света у края Луны свободны от влияния эффекта замывания из-за дрожания изображений Солнца. Следовательно, они полностью обусловлены рассеянием в земной атмосфере и на зеркалах телескопа. Но для спектров Меркурия возможно значительное влияние эффекта замывания из-за дрожаний изображения. Так, например, на рис. 3 приведен фотометрический разрез спектра Меркурия поперек дисперсии (сплошная кривая), который относится к наблюдению, когда Меркурий находился на $\rho = 0{,}80$. Видно, что кривая имеет примерно плоское дно размером меньше $3''$, где интенсивность рассеянного света составляет 12% интенсивности соседней фотосферы. Ясно, что сюда входят как вклад рассеяния в атмосфере Земли и на зеркалах телескопа, так и паразитный свет из-за дрожания изображений. Измерение спектра околосолнечного ореола, снятого в этот же день (свободного от влияния дрожаний изображения), показало, что его интенсивность составляет 6% интенсивности края Солнца на $\rho = 0{,}99$. Согласно [3], интенсивность рассеянного света растет к центру диска Солнца; на $\rho = 0{,}80$ она на 20% больше чем у лимба. Но яркость фотосферы Солнца к центру диска растет быстрее, чем интенсивность рассеянного света. В области $\lambda 6000$ Å, согласно [13], I_1 $(\rho = 0{,}80) \approx 1{,}9\, I_2$ $(\rho = 0{,}99)$. Таким образом, на $\rho = 0{,}80$ интенсивность рассеянного света, свободного от влияния эффекта замывания, будет около 4% интенсивности спектра фотосферы на том же расстоянии от центра диска Солнца. Следовательно, для приведенного случая даже на месте плоского дна фотометрического контура рассеянный свет, обусловленный только дрожанием изображений, составляет 2/3 от всего рассеянного света, а на краях диска Меркурия его доля еще больше.

Измерения положений линии FeI λ 6302,5 Å в спектрах Меркурия проводились именно в местах, соответствующих плоскому дну фотометрического разреза. Но, как указывалось выше, доля эффекта замывания в этих местах довольно большая, так что она могла существенно сдвинуть линию в спектре Меркурия в сторону положения этой же линии в спектре близлежащей фотосферы. В этом случае значительно уменьшится разница между длинами волн наблюдаемых линий в спектрах Меркурия и окружающей фотосферы.

По методу Вандерса [1] можно построить распределения интенсивности рассеянного света поперек диска Меркурия для разных значений параметра замывания s. На рис. 3 пунктиром приведены кривые, соответствующие величинам $s = 2''$, $3''$, $4''$ и $5''$, с учетом интенсивности рассеянного света на $\rho = 0{,}80$, обусловленного рассеянием в земной атмосфере и на зеркалах телескопа.

Как видно, наблюдаемому контуру (сплошная кривая) наилучшим образом соответствует $s = 4''$. Это относительно большая величина для параметра замывания. Таким образом, можно утверждать, что в спектрах Меркурия вклад эффекта замывания на интесивность рассеянного света значительный.

Теперь перейдем к рассмотрению соотношения величин $\Delta\lambda$ сдвига линии FeI λ 6302,5 Å в спектрах рассеянного света и расстояний ρ от центра диска Солнца. Рис. 2 показывает следующее.

1. Как у самого края диска Солнца ($\rho = 0{,}98$) в спектрах вблизи края Луны, так и за E- и W-краем при $\rho = 1{,}02$ сдвиг линии FeI λ 6302,5 Å по λ составляет $|\Delta\lambda| \approx 20$ мÅ

2. Величина сдвига линии $\Delta\lambda$ за лимбом быстро падает с расстоянием ρ. Если на расстоянии $10''$ $|\Delta\lambda| \approx 30$ мÅ, то при $\rho > 1{,}6$ значение $\Delta\lambda$ близко к нулю.

3. Положения линии FeI λ 6302,5 Å в спектрах Меркурия и близлежащей фотосферы Солнца отличаются незначительно. Это, видимо, связано с большим эффектом замывания.

Данные о величинах сдвига солнечной линии в спектрах околосолнечного ореола на разных расстояниях ρ за E- и W-краем диска Солнца дают возможность по методу Кинмана [14] оценить форму индикатрисы рассеяния. Соответствующий анализ результатов наших наблюдений свидетельствует о том, что индикатриса рассеяния, обусловленная рассеянием на зеркалах телескопа, сильно вытянута: не менее половины инструментального рассеяния происходит в малых (меньше $1'$) углах, а остальная часть его – в бо́льших углах. Эти результаты находятся в хорошем согласии [6, 14].

Таким образом, можно заключить, что при наблюдениях на зеркальных телескопах не менее половины вклада в рассеянный свет вносится самыми близлежащими к объекту окрестностями (размером меньше $1'$). Здесь же стоит отметить, что при наблюдениях магнитных полей в активных областях на Солнце (особенно в пятнах) и та часть центральной компоненты магниточувствительной линии, которая обусловлена рассеянным светом, может оказаться поляризованной. Это необходимо учитывать при анализе спектральных наблюдений контрастных образований Солнца.

Интенсивность и индикатриса инструментального рассеяния, возможно, зависят как от числа зеркал, так и от степени запыленности их. Не исключено, по-видимому, и некоторое влияние качества алюминиевого слоя на зеркалах. Изучение этих факторов также представляет определенный интерес.

Искренне благодарен Э.А. Барановскому, П.П. Добронравину и Н.Н. Степанян за полезные советы при оформлении статьи, Л.С. Голополосовой за помощь в подготовке иллюстраций.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Wanders A.J.M.* // Ztschr. Astrophys. 1934. Vol. 8. P. 108.
2. *Крат Т.В.* // Астрон. журн. 1948. Т. 25, № 5. С. 316.
3. *Степанов В.Е.* // Сообщ. ГАИШ, 1957, № 100. С. 3, 36.
4. *Howard R.* // Astrophys. J. 1958. Vol. 127. P. 108.
5. *Lury R.E. de* // J. Roy. Astron. Soc. Can. 1939. Vol. 33, N 9. P. 345.
6. *Hart A.B.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1954. Vol. 114, N 1. P. 17.
7. *Крат В.А., Крат Т.В.* // Изв. Гл. астрон. обсерв. 1955, № 153. С. 1.
8. *Иванов-Холодный Г.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1955. Т. 13. С. 112.
9. *Иванов-Холодный Г.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1958. Т. 18. С 109.
10. *Е Ши-хуэй* // Изв. Крым. астрофиз обсерв. 1961. Т. 25. С. 180.
11. *Lyot B.* // C.r. Acad. sci. Paris. 1930. Vol. 191. P. 834.
12. *Van de Hulst H.C.* Atmospheres of the earth and planets / Ed. Kuiper. Chicago. 1949. P. 49.
13. *Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
14. *Kinman T.D.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1953. Vol. 113, N 5. P. 613.

УДК 520.27+ 520.874

ИССЛЕДОВАНИЕ ВИБРАЦИОННЫХ МОД КОНСТРУКЦИИ РАДИОТЕЛЕСКОПА РТ-22 И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ОШИБКИ НАВЕДЕНИЯ

А.Г. Кисляков, В.И. Носов, М.М. Поздняков, Л.И. Цветков, Г.И. Шевченко

Представляются результаты исследований флуктуационных характеристик радиотелескопа РТ-22 КрАО, выполненные методом прямых измерений вибрации элементов его конструкции и радиоастрономическим методом с помощью автоматизированного радиометрического комплекса на волне 3,3 мм. Показано, что сильные вибрационные моды конструкции радиотелескопа сосредоточены в диапазоне 0,25–5 Гц. Спектры мощности вибраций контррефлектора претерпевают изменения в зависимости от угла места и ветровых нагрузок. Спектральный состав флуктуаций радиоизлучения на волне 3,3 мм от отдельных участков Солнца в диапазоне 1,5–6,0 Гц идентичен спектру вибрационных мод антенны РТ-22 в вертикальной и азимутальной плоскостях.

THE INVESTIGATION OF THE VIBRATIONAL MODES OF THE 22-M RADIO TELESCOPE CONSTRUCTION AND THEIR INFLUENCE ON THE TRACKING FLUCTUATIVE ERRORS, *by A.G. Kislykov, V.I. Nosov, M.M. Pozdnyakov, L.I. Tsvetkov, G.I. Shevchenko.* The results of investigation of fluctuative characteristics of the 22-m radio telescope obtained by weasuring the vibrations of construction and using a radio astronomical method with the applied microcomputerconjugated radiometer at the wavelength 3,3 mm are given. It is shown, that strong vibrational modes of radio telescope construction are concentrated in a frequency range 0,2–5,0 Hz and depend essentially on the antenna elevation and the mind. The power spectrum of radio emission fluctuations for separate parts on the solar disc in the 1,5–6,0 Hz band is similar to spectrum vibrational modes of the system in vertical and azimuthal planes.

Введение

Работа выполнялась по теме "Диагностика эруптивной солнечной плазмы по микроволновому излучению" с целью экспериментальной проверки моделей энерговыделения во время солнечных вспышек. В рамках темы была поставлена задача обнаружения быстрых пульсаций в миллиметровом излучении локальных источников, поскольку предполагалось, что область миллиметрового излучения располагается близко к области первичного выделения энергии. Интерес к микропульсациям связан также с необходимостью исследования различного рода неустойчивостей в активной области и условий распространения радиоволн при наличии неоднородностей в солнечной атмосфере.

Поиск микропульсаций в радиоизлучении Солнца был начат на РТ-22 КрАО в 1987 г. с помощью автоматизированного радиометрического комплекса на волну 3,3 мм. Методика наблюдений и обработки подробно описана в [1], где было показано, что существенным фактором, снижающим достоверность данных наблюдений, является рыскание антенны в процессе слежения из-за ошибок ведения и раскачивания конструкции при порывах ветра. Спектр собственных колебаний антенны РТ-22 содержит устойчивые составляющие в интервале частот 0,2–2 Гц. Закон распределения амплитуд флуктуаций близок к нормальному.

Исследования флуктуационных характеристик радиотелескопа РТ-22 были продолжены в 1988–1989 гг. с помощью модернизированного радиометрического комплекса в режиме диаграммной модуляции. В [2] показано, что гармонические составляющие в спектрах мощности инструментальных флуктуаций на частотах 2, 3 и 5 Гц соответствуют динамическим ошибкам ведения 5″, 2,5″ и 1,5″ и могут быть обусловлены дрожанием контррефлектора радиотелескопа. Эти исследования показали, что поиск микропульсаций в радиоизлучении Солнца на волне 3,3 мм на РТ-22 с разрешением 40″ в интервале частот 0,2–5 Гц требует тщательного изучения флуктуационных характеристик телескопа и контроля их в процессе наблюдений.

1. Результаты измерений параметров вибраций конструкции радиотелескопа

Измерения виброускорений и виброперемещений отдельных узлов радиотелескопа РТ-22 в диапазоне частот 0,2–200 Гц были выполнены с целью определения характерных частот вибраций с повышенным уровнем ускорений, влияющих на флуктуационные параметры радиотелескопа. Измерения параметров вибраций осуществлялись с помощью аппаратуры, разработанной в НИИ Фонон [3].

На рис. 1 обозначены места размещения вибродатчиков на радиотелескопе: I – установочный узел азимутального датчика углов; II – поворотный стол; III – основание опорной стойки; IV – контррефлектор; V – фокальная кабина; VI – опорное кольцо рефлектора; VII – рама оптического гида. Система управления РТ-22 работала в режиме медленного сканирования по азимуту со скоростью 0,5″/с и в режиме переустановки по азимуту при разных углах места. Режимы системы управления радиоте-

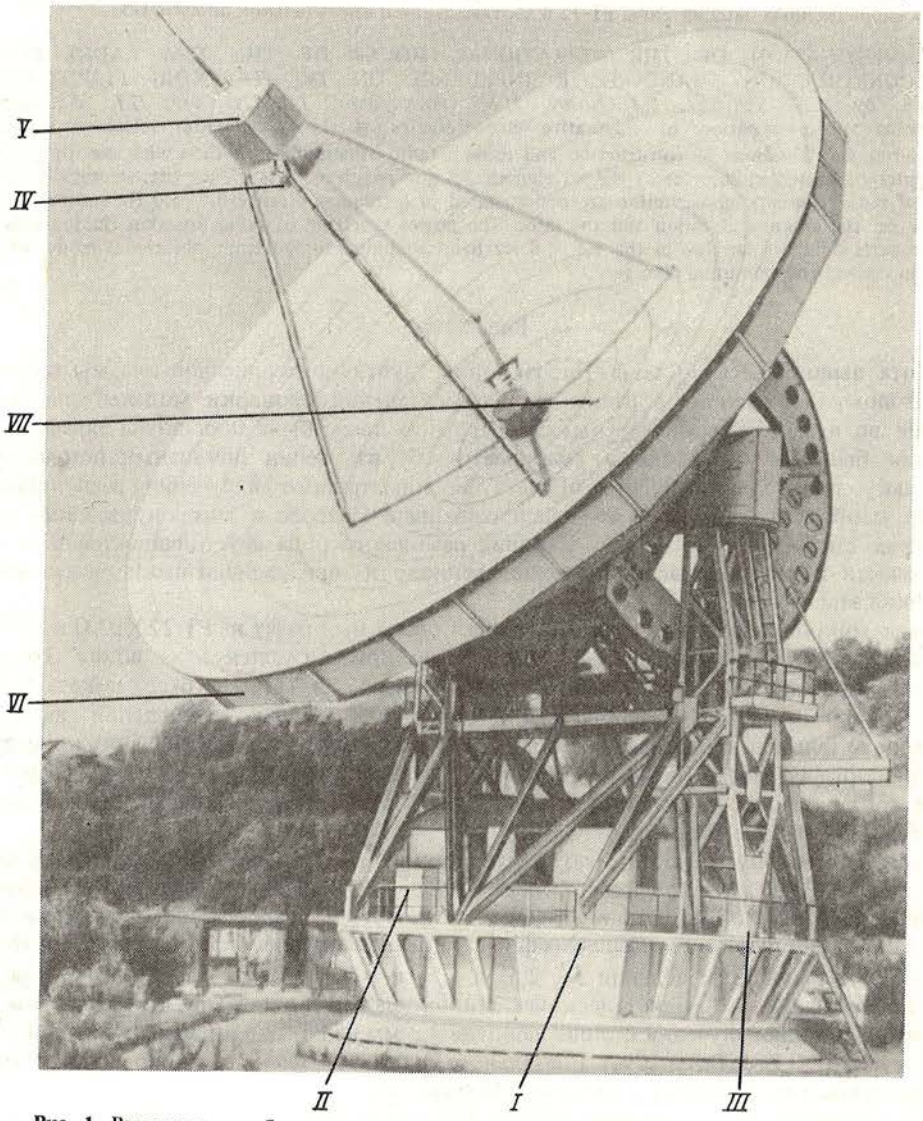


Рис. 1. Размещение вибродатчиков на элементах конструкции радиотелескопа РТ-22

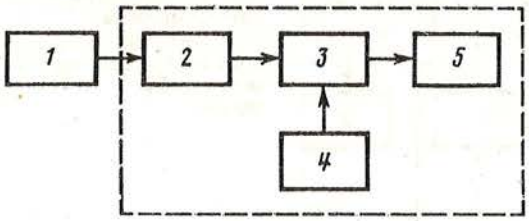


Рис. 2. Структурная схема измерительного прибора

1 – пьезорезонансный преобразователь вибраций; *2* – преобразователь частота–код; *3* – микропроцессорное устройство; *4* – постоянное запоминающее устройство; *5* – устройство вывода информации

лескопа обеспечивались как штатными устройствами (датчиками ОМД и управляющая машина ЭЦУМ), так и с подключением новых датчиков угла поворота типа ФР. При измерениях в точках IV–VII скорость ветра была порядка 10 м/с.

При малом уровне виброускорений достаточно высокую точность измерений обеспечивают пьезорезонансные преобразователи вибраций с частотно-модулированным выходным сигналом. Использование пьезорезонансных преобразователей позволяет проводить анализ вибросостояния объектов, применяя цифровые микропроцессорные системы обработки информации [3]. Структурная схема измерительного прибора представлена на рис. 2. Фурье-спектры виброускорений и виброперемещений индицировались на экране ЭЛТ. При измерениях использовался вибродатчик ПВ1-003, а в некоторых случаях датчик ПУ1-02. Значения резонансных частот в спектрах вибраций фиксировались с точностью 0,025 Гц. Ошибки измерения виброускорения не превышали 0,4 мм/с^2, а точность измерений виброперемещения не хуже 0,1 мкм.

Анализ многократных серий измерений параметров вибраций РТ-22 позволил сделать следующие выводы.

1. Нормальные моды антенны, определенные по максимумам в спектрах вибраций, имеют значения резонансных частот f_p = 1,75; 3,0; 4,75; 8,25; 9,75 и 18 Гц.

2. Спектры виброперемещений, измеренные в различных точках конструкции антенны, содержат также частоты $f_p = \pm 0{,}25$ Гц.

3. Спектральный состав вибраций в азимутальной плоскости антенны характеризуется наличием сильных гармонических составляющих на частотах f = 1,75; 2,75; 3,0 и 4,75 Гц с максимальными амплитудами виброперемещений $A \geqslant 80$ мкм на частоте 3,0 Гц.

4. В вертикальной плоскости антенны доминирующими частотами в спектрах вибраций являются 2,0 и 4,5 Гц с максимальной амплитудой перемещений $A \geqslant 170$ мкм на частоте f = 4,5 Гц при скорости ветра около 10 м/с.

5. Уровни виброперемещений на частотах $f \geqslant 10$ Гц в большинстве случаев меньше 2 мкм.

6. Виброперемещения узла крепления контррефлектора в вертикальной плоскости (частоты 4,5 и 4,75 Гц) на порядок больше, чем на краю зеркала РТ-22.

Полученные результаты подтвердили наши измерения, выполненные радиоастрономическим методом [2], и позволили определить оптимальное место контроля флуктуационных ошибок наведения – контррефлектор.

2. Идентификация спектров флуктуаций ведения РТ-22 и вибрационных мод конструкции системы облучения

Как было отмечено выше, спектральные составляющие механических колебаний различных узлов телескопа имеют значительный разброс по амплитуде и частоте. С целью уточнения влияния вибраций контррефлектора на результаты радиоастрономических наблюдений в октябре 1990 г. были проведены измерения параметров вибра-

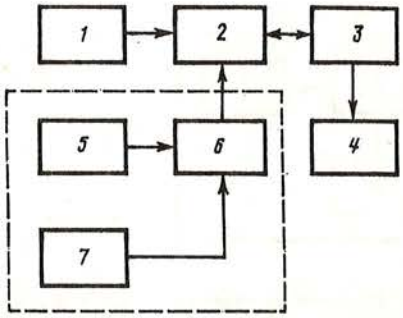
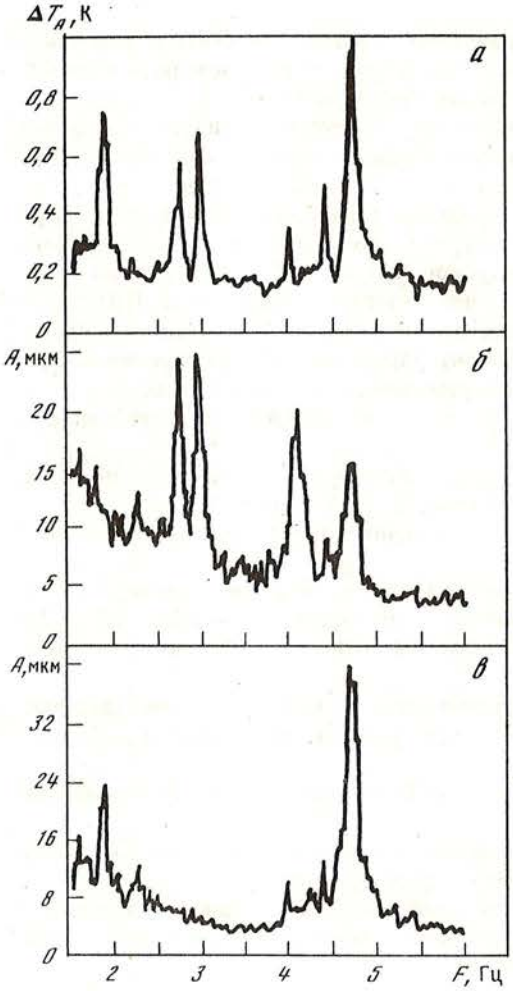


Рис. 3. Структурная схема аппаратурного комплекса

1 – радиометр; *2* –КАМАК; *3* – ЭВМ ДВК-3; *4* – принтер; *5*, *7* – пьезоакселерометры; *6* – двухканальный усилитель



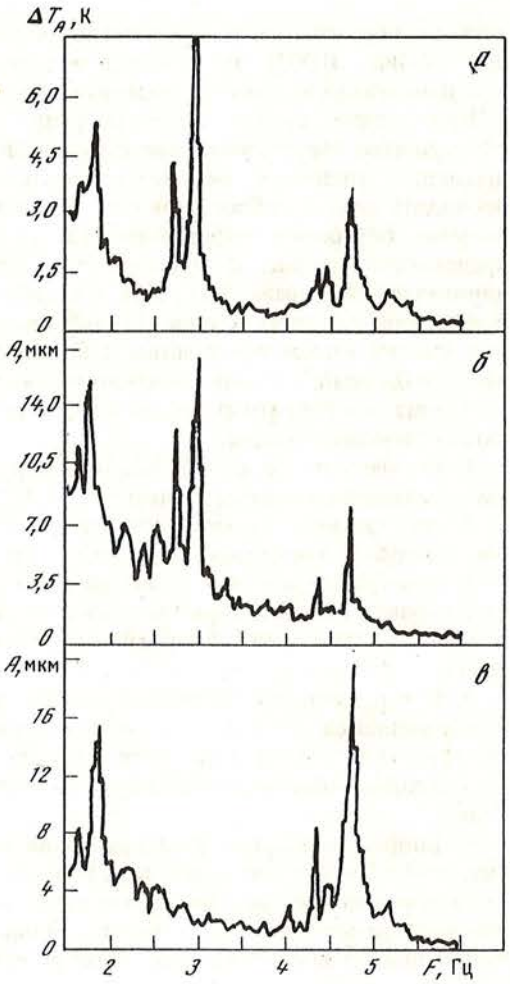


Рис. 4. Усредненные спектры мощности флуктуаций сигнала (*а*), вибраций контррефлектора в азимутальной (*б*) и вертикальной (*в*) плоскостях при слежении за локальным источником на диске Солнца

Рис. 5. То же, что и на рис. 4, при слежении за краем *EN* диска Солнца

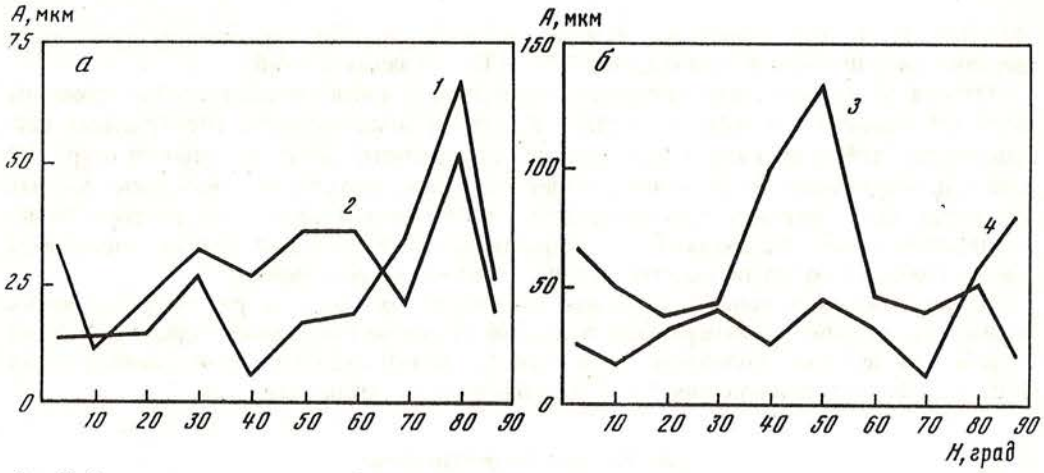


Рис. 6. Зависимость амплитуд вибраций в азимутальной плоскости (*а*) и в вертикальной плоскости (*б*) от угла места

1–4: на частотах 2,7 Гц (*1*); 3,0 (*2*); 4,7 (*3*); 1,9 (*4*)

ций синхронно с исследованиями микропульсаций интенсивности радиоизлучения Солнца на волне 3,3 мм.

Структурная схема аппаратурного комплекса приведена на рис. 3. Радиометр *1* с облучателем в виде пирамидального рупора размещался вблизи вторичного фокуса антенной системы телескопа, а пьезоакселерометры *5,7* типа ПАМТ-1 [4] – в нижней части контррефлектора (точка IV на рис. 1). Направления максимальной чувствительности акселерометров были перпендикулярны оптической оси телескопа. Двухканальный усилитель *6*, находившийся в фокальной кабине, обеспечивал усиление и частотную коррекцию сигналов пьезоакселерометров. Частотная характеристика каждого из каналов в диапазоне частот 1,5–20 Гц аналогична интегрирующему звену второго порядка, поэтому сигналы на выходах усилителя были пропорциональны смещению контррефлектора в азимутальном и вертикальном направлениях. Коэффициент преобразования системы акселерометр–усилитель определялся расчетным путем, исходя из паспортной чувствительности акселерометров по ускорению и экспериментально снятой АЧХ усилителей. Система сбора и обработки данных, выполненная на основе микроЭВМ ДВК-3 и аппаратуры КАМАК, обеспечивала оцифровку и регистрацию сигналов с выходов радиометра и усилителей с временным сдвигом не более 2,5 мс. Массив данных по каждому из сигналов содержал по 512 отсчетов с интервалом 40 или 80 мс в зависимости от выбранных спектрального интервала и разрешения по частоте. Для расчета спектра средних амплитуд использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье, а для повышения точности оценок спектра применялось усреднение спектров последовательных массивов данных.

На рис. 4,5 приведены спектры радиометрического сигнала (*а*), азимутальных (*б*) и вертикальных (*в*) вибраций, рассчитанные по данным наблюдений при слежении за локальным источником (рис. 4) и за краем солнечного диска (рис. 5). По оси абсцисс спектральный интервал ограничен частотами 1,5–6 Гц, по оси ординат отложена средняя амплитуда соответствующего сигнала (радиометрического – в градусах антенной температуры, вибраций – в микрометрах) в спектральной полосе 0,025 Гц (рис. 4) или 0,05 Гц (рис. 5). Достоверных данных об амплитуде более низкочастотных вибраций не получено из-за ограниченной снизу полосы пропускания системы пьезоакселерометр–усилитель. Сравнивая приведенные диаграммы, нетрудно заметить, что спектральные особенности радиометрического сигнала на частотах 1,6–2 и

4,0–4,75 Гц практически полностью обусловлены колебаниями контррефлектора в вертикальной плоскости, а на частотах 2,75–3 Гц – в азимутальной.

Оценка параметров вибраций контррефлектора при неподвижной антенне телескопа выявила сильную зависимость средних амплитуд доминирующих спектральных составляющих вибраций как от угломестной координаты, так и от скорости ветра. На рис. 6, *а, б* приведены графики изменения средних амплитуд характерных спектральных составляющих колебаний в азимутальной и вертикальной плоскостях соответственно в зависимости от угла места H при скорости ветра около 8 м/с. При скорости ветра около 1 м/с амплитуда этих составляющих примерно в 2 раза меньше.

Наличие боковых полос у основных вибрационных мод (см. рис. 4,5) и графики временных реализаций измеряемых вибраций (здесь не приводятся) свидетельствуют о том, что основное колебание происходит на частоте 0,25 Гц. Закон распределения амплитуд флуктуаций в полосе 1,5–6,0 Гц близок к нормальному.

3. Обсуждение результатов

Исследование вибрационных мод конструкции радиотелескопа РТ-22 показало, что диапазон поиска микропульсаций в солнечном радиоизлучении ограничен флуктуациями инструмента в интервале 0,25–5 Гц. За пределами этого интервала (0,25 Гц $<$ $<f<$ 5 Гц) влияние вибраций инструмента незначительно. Поскольку спектральный состав флуктуаций конструкции телескопа претерпевает изменения в зависимости от угла места и ветровых нагрузок, параллельный контроль его вибрационных мод во время радиоастрономических наблюдений становится непременным условием. Предположение о существовании квазипериодических колебаний с частотой около 5 Гц в радиоизлучении локального источника на Солнце на волне 3,3 мм [1], по-видимому, следует отбросить, так как, возможно, при этих наблюдениях произошло возбуждение вибраций контррефлектора на частоте f_p = 4,75±0,25 Гц. Заметим, что при наблюдениях на РТ-22 радиоизлучения Солнца на волне 3,3 мм (цикл 1989 г.) в некоторых спектрах мощности флуктуаций сигнала радиометра проявились пики, не совпадающие с вибрационными модами радиотелескопа, однако их амплитуда была незначительна.

В сообщениях об обнаружении быстрых пульсаций солнечного радиоизлучения в миллиметровом диапазоне [5,6] не указано, как проводился учет флуктуаций инструмента. Данное исследование показывает, насколько важно знать особенности спектра флуктуаций инструментального происхождения. Точность измерений при наблюдениях микропульсаций радиоизлучения на радителескопах с достаточно высоким разрешением заведомо ухудшается из-за флуктуаций инструмента.

Авторы благодарят А.В. Степанова за постановку задачи и поддержку при выполнении данной работы, В.Г. Шитова за критические замечания при чтении рукописи.

Декабрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кисляков А.Г., Носов В.И., Цветков Л.И.* // Кинематика и физика небесных тел. 1990. Т. 6, № 4. С. 36–40.
2. *Кисляков А.Г., Носов В.И., Цветков Л.И.* // Радиотелескопы и интерферометры: Тез. докл. XXII Всесоюз. конф. Ереван, 1990. С. 108–109.
3. *Волков М.В., Поздняков М.М., Цветков Л.И.* // Радиотелескопы и интерферометры: Тез. докл. XXII Всесоюз. конф. Ереван, 1990. С. 53–54.
4. *Антонец В.А., Анискина Н.М.* // Виброакустические поля сложных объектов и их диагностика. Горький: ИПФАН СССР, 1989. С. 191–197.
5. *Апушкинский Г.П., Берулис И.И., Кузьмин А.Д.* и др. // Препр. ФИАН; № 187. М., 1981.
6. *Correia E., Kaufmann P.* // Solar Phys. 1987. Vol. 111, № 1. P. 143–154.

УДК 520.3

К МЕТОДУ ГАРТМАНА ИССЛЕДОВАНИЯ ВОГНУТЫХ ЗЕРКАЛ

Д.Н. Рачковский

Развитие активной оптики требует модификации классических методов исследования зеркал, таких, например, как метод Гартмана. Предложенный алгоритм, как нам кажется, удовлетворяет поставленным условиям: он устойчив к начальным данным, итерации быстро сходятся (порядка четырех приближений), дает высокую точность и обеспечивает оценку отдельных аберраций.

TO HARTMANN TECHNIQUE OF CONCAVE MIRRORS VERIFICATION, *by D.N. Rachkovsky*. The development of active optics needs the upgrading of classical verification technique, as that of Hartmann, for instance. The proposed algorithm satisfies the arised problems: it does notvary with the initial data, the convergence of iterations in high enough (of the order of 4 approximation), it yielded high accuracy and provides the estimation of individual aberrations.

В установках активной оптики форма оптической поверхности контролируется с помощью приложенных напряжений. Если через вектор **D** обозначить смещение точек зеркала под влиянием приложенного к этим точкам вектора напряжений **F**, то, предполагая линейность и аддитивность смещений по отношению к приложенным напряжениям, можно записать

$$\mathbf{D} = \hat{A} \cdot \mathbf{F}. \tag{1}$$

Здесь $\hat{A}$ – квадратная матрица.

Если желаемая коррекция формы зеркала **D** известна, то необходимые напряжения будут

$$\mathbf{F} = \hat{A}^{-1} \cdot \mathbf{D}. \tag{2}$$

В таком общем виде вычисление матрицы A^{-1} занимает много времени и для каждой коррекции матрицу A^{-1} надо вычислять заново. В [1] предложено желаемую коррекцию формы зеркала разлагать по аберрациям 3–5-го порядка, каждая такая аберрация определяется амплитудой C и может быть углом ориентации θ. Матрицу a^{-1} (θ) можно для таких аберраций определить заранее и хранить в памяти ЭВМ. Зная разложение необходимой коррекции по отдельным аберрациям, легко подсчитать

$$\hat{A}^{-1} = \sum_j C_j \hat{a}^{-1}(\theta). \tag{3}$$

(Здесь проводится суммирование по всем значимым аберрациям.)

Ввиду вышесказанного метод Гартмана определения формы оптической поверхности требуется модифицировать так, чтобы он давал разложение формы оптической поверхности по аберрациям 3–5-го порядка. В качестве опорных полиномов были, как в [1], выбраны комбинации полиномов Цернике (табл. 1). 11-я и 12-я строчки табл. 1 были добавлены с целью проверки точности метода последовательных приближений, который будет описан ниже. Здесь ρ, φ-полярные координаты, а θ – угол, определяющий ориентацию соответствующей аберрации. Каждую аберрацию можно представить в виде

$$A_i \rho^k \cos(n\rho + \theta_i) = C_j \rho^k \cos(n\varphi) + C_{j+1} \rho^k \sin(n\varphi). \tag{4}$$

Таким образом, мы можем иметь максимально 19 коэффициентов, определяющих форму поверхности зеркала.

На рис. 1 приведена схема исследования зеркала по методу Гартмана. Здесь точка O обозначает положение вершины зеркала на оптической оси. Отрезки, исходящие из точек G и F_1, обозначают соответственно проекции диафрагмы Гартмана и фотопластинки. Источник света расположен на оптической оси в точке F_1.

Помимо параметров, определяющих форму оптической поверхности, нужно считать неизвестными и коэффициенты, определяющие геометрию задачи. Это расстояния

Таблица 1

i	$z_i(\rho, \varphi, \theta)$	Аберрация
1	$\rho \cos(\varphi + \theta_1)$	Наклон волнового фронта
2	ρ^2	Продольный фокус
3	$\rho^3 \cos(\varphi + \theta_3)$	Кома
4	ρ^4	Сферич. аберрация 3-го порядка
5	ρ^6	Сферич. аберрация 5-го порядка
6	$\rho^2 \cos(2\varphi + \theta_6)$	Астигматизм
7	$\rho^3 \cos(3\varphi + \theta_7)$	Треугольная кома
8	$\rho^4 \cos(4\varphi + \theta_8)$	Квадратич. астигматизм
9	$\rho^4 \cos(2\varphi + \theta_9)$	Астигматизм 5-го порядка
10	$\rho^5 \cos(\varphi + \theta_{10})$	Кома 5-го порядка
11	ρ^8	
12	ρ^{10}	

F_1O, GO, а также координаты центра фотопластинки и диафрагмы относительно оптической оси системы. Будем считать, что расстояния F_1O и GO определены точно. Положение центра фотопластинки относительно оптической оси, а также ориентация осей координат фотопластинки по отношению к осям диафрагмы Гартмана иллюстрирует рис. 2.

Пусть в плоскости $z = OF_1$ оси x_G, y_G параллельны соответствующим осям гартмановского экрана, x_F, y_F — координаты и изображения гартмановского отверстия на фотопластинке. Введем верхний индекс G для точки на экране и F для точки на фотопластинке. Если зеркало осесимметрично, то для любой точки на экране и ее изображения на фотопластинке должно выполняться соотношение

$$x_G^G / y_G^G = x_G^F / y_G^F. \tag{5}$$

Переходя в правой части (5) к системе координат x_F, y_F, будем иметь

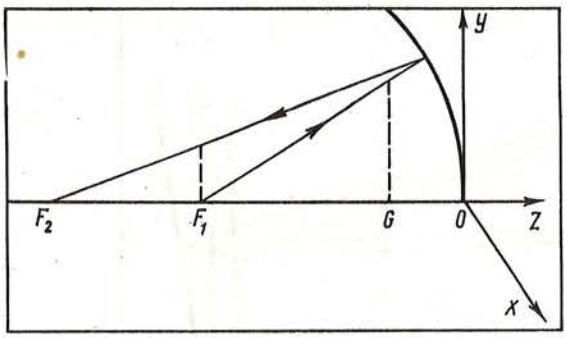
$$\frac{x_G^G}{y_G^G} = \frac{(x_F^F - S_x^F)\cos\alpha + (y_F^F - S_y^F)\sin\alpha}{(y_F^F - S_y^F)\cos\alpha - (x_F^F - S_x^F)\sin\alpha}. \tag{6}$$

Если центр гартмановской диафрагмы также смещен, то вместо (6) имеем

$$\frac{x_G^G - S_x^F}{y_G^G - S_y^G} \quad \frac{(x_F^F - S_x^F)\cos\alpha + (y_F^F - S_y^F)\sin\alpha}{(y_F^F - S_y^F)\cos\alpha - (x_F^F - S_x^F)\sin\alpha}. \tag{7}$$

Уравнение (7) точное, если зеркало осесимметричное, в противном случае оно становится приближенным и найденные из него параметры $S_x^G, S_y^G, S_x^F, S_y^F$ и α потребуется уточнять.

В дальнейшем мы полагаем $S_x^G = S_y^G = 0$, т.е. применяем уравнение (6). Одним из способов решения этого уравнения является следующий. Для небольшого числа точек, сравнивая соответствующие координаты x_F, y_F и x_G, y_G, можно оценить приближенно $\alpha \simeq \alpha_1$. Затем, подбирая пары вертикально расположенных точек, имеем для каждой пары два уравнения с двумя неизвестными S_x^F, S_y^F. Решение S_x^F придется отбросить, так как оно определяется очень неточно. Соответственно пара горизонтально расположенных точек дает нам одно значение S_x^F. Усредняя полученные значения S_x^F и S_y^F по многим парам, находим $S_{x,1}^F, S_{y,1}^F$. В дальнейшем можно уточнить угол α из (6) и повторить процесс.



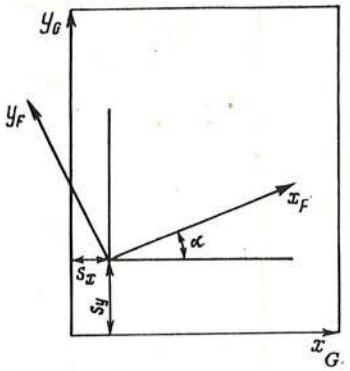


Рис. 1. Схема исследования методом Гартмана вогнутых зеркал

Точка O – положение центра зеркала; G – положение диафрагмы Гартмана; F_1 – источник света и центр фотопластинки

Рис. 2. Относительное расположение координатных систем x_G, y_G диафрагмы Гартмана и x_F, y_F фотопластинки

S_x, S_y – смещение центра фотопластинки относительно оптической оси системы; α – угол наклона оси x_G к оси x_F

Следующим шагом является определение коэффициентов C_j в разложении

$$z(\rho, \varphi) = \Sigma C_j z_j(\rho, \varphi). \tag{8}$$

Рис. 3 поясняет геометричный смысл применяемого для определения коэффициентов C_j метода последовательных приближений. Пусть S_0 означает точное положение исследуемой оптической поверхности. S_1 – заданное положение этого элемента в первом приближении. Если биссектрису угла между падающим на элемент S_1 и отраженным лучом принять за нормаль к некоторому положению S_2, то, как видно из чертежа, S_2 будет лучшим приближением к S_0, чем положение S_1. Это, конечно, не является строгим доказательством, однако практика расчетов доказывает справедливость положения.

Для определения коэффициентов C_j в (8) составим условные уравнения для каждой точки диафрагмы. В качестве таких уравнений можно применять равенство полярных производных уравнения (8) и соответствующей полярной компоненты биссектрисы B (рис. 3).

Например, можно использовать комбинацию производных:

$$B_\rho(\rho_i, \varphi_i) + B_\varphi(\rho_i, \varphi_i) = \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} z(\rho, \varphi) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} z(\rho, \varphi) \right\}_{\substack{\rho=\rho_i \\ \varphi=\varphi_i}}. \tag{9}$$

Уравнения (9) решаются методом наименьших квадратов. Левая часть уравнения определяется исходным, допустим k-м, приближением к уравнению оптической поверхности. После решения системы (9) получим $k + 1$ приближение. Сходимость этого процесса и устойчивость его к начальным данным были проверены на одном частном случае, когда в качестве поверхности был выбран эллипсоид вращения, причем относительные расположения диафрагмы, фотопластинки и зеркала соответствовали схеме исследования зеркала ЗТШ, опубликованной в [2].

На рис. 1 точки F_1 и F_2 соответствуют фокусам эллипсоида. $F_2O = 20{,}2$ м, $F_1O = 19{,}8$ м, $GO = 0{,}095$ м; при этом эксцентриситет эллипсоида будет равен $e = 0{,}01$.

Вследствие симметрии поверхности мы выбираем разложение

$$z(\rho) = A\rho^2 + B\rho^4 + C\rho^6. \tag{10}$$

В первой строке табл. 2 приведено разложение в ряд (10) точного уравнения эллипсоида, полученное методом наименьших квадратов (МНК). В качестве первого приб-

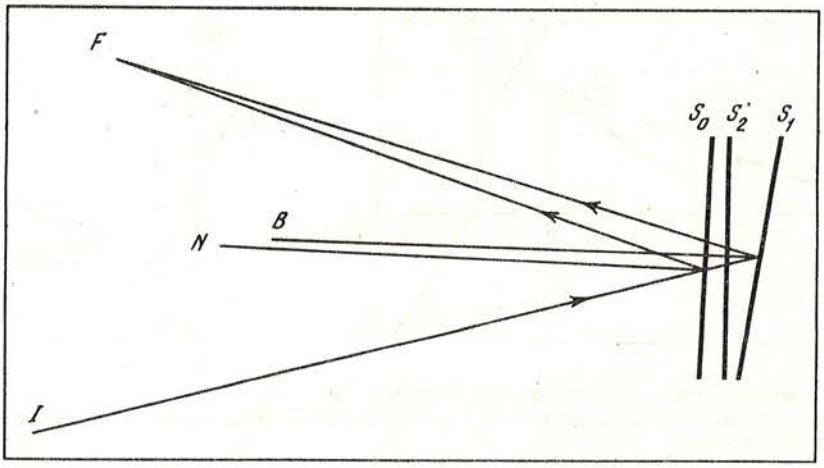


Рис. 3. Последовательные положения элемента зеркала при итерационном процессе

S_1 – исходное положение; B – биссектриса угла между падающим и отраженным лучом к элементу S_1; S_2 – положение элемента зеркала, если за нормаль к нему принять биссектрису B; S_0 – истинное положение рассматриваемого элемента; N – нормаль к элементу S_0

лижения было принято

$$z(\rho) = -2{,}4\rho^2$$

вместо более точного

$$z(\rho) = -2{,}5\cdot 10^{-2}\rho^2.$$

Несмотря на такое большое отклонение, практически достаточно четырех приближений, чтобы получить максимально возможную точность при этом числе членов разложения (10). В пятом столбце табл. 2 приведены значения квадратов эксцентриситета конического сечения ближайшего (в смысле МНК) к оптической поверхности очередного приближения. Также в табл. 2 приведены среднеквадратичные отклонения

Таблица 2

k	$10^{-2}\rho^{-2}$	$10^{-5}\rho^4$	$10^{-8}\rho^6$	e^2	σ_k, м
МНК	−2,500250027	−1,5628037	−1,963118	$1{,}0\cdot 10^{-4}$	
0	$-2{,}4\cdot 10^2$				
1	−2,5016206936	$-1{,}462394\cdot 10^2$	$-1{,}5734\cdot 10^4$		
2	−2,5002607924	−1,5938638	−8,1315·10	$9{,}24\cdot 10^{-2}$	$2\cdot 10^{-4}$
3	−2,5002500844	−1,5626878	−2,0494	$5{,}7\cdot 10^{-5}$	$1{,}34\cdot 10^{-7}$
4	−2,5002500315	−1,5627980	−1,9653	$1{,}006\cdot 10^{-4}$	$5{,}28\cdot 10^{-10}$
5	–	−1,5627981	−1,9652	$1{,}006\cdot 10^{-4}$	$5{,}24\cdot 10^{-10}$

Таблица 3

k	e^2	σ_k, м	k	e^2	σ_k, м
МНК	$1{,}00003\cdot 10^{-4}$	$4{,}8\cdot 10^{-3}$	2	$1{,}0002\cdot 10^{-4}$	$5{,}18\cdot 10^{-11}$
0	$4{,}1\cdot 10^{-2}$	$1{,}07\cdot 10^{-4}$	3	$1{,}00003\cdot 10^{-4}$	$2{,}57\cdot 10^{-14}$
1	$1{,}35\cdot 10^{-4}$	$8{,}8\cdot 10^{-8}$	4	$1{,}00003\cdot 10^{-4}$	$9{,}44\cdot 10^{-15}$

Таблица 4

k	n	e^2	σ_k, мм
1	3	1,99	2,8
2	3	$9{,}97\cdot10^{-1}$	$4{,}26\cdot10^{-2}$
3	3	$9{,}96\cdot10^{-1}$	$4{,}26\cdot10^{-2}$
4	5	$9{,}993\cdot10^{-1}$	$3{,}65\cdot10^{-2}$

σ в плоскости фотопластинки радиусов-векторов точек, заданных и рассчитанных в очередном k-м приближении по формуле

$$\sigma_k = \left(\sum_{i=1}^{N}(\rho_{i,k} - \rho_i)^2/N\right)^{1/2}. \qquad (11)$$

Табл. 2 соответствует представлению уравнения оптической поверхности в виде разложения (10). Предельная точность расчетов σ_k оказалась равной $5\cdot10^{-10}$. Интересно было оценить максимально возможную точность. С этой целью уравнение поверхности было представлено с большим числом членов разложения:

$$z = A\rho^2 + B\rho^4 + C\rho^6 + D\rho^8 + E\rho^{10}. \qquad (12)$$

Результаты расчетов для этого случая приведены в табл. 3, обозначения которой аналогичны табл. 2. Число приближений для достижения максимально возможной точ-

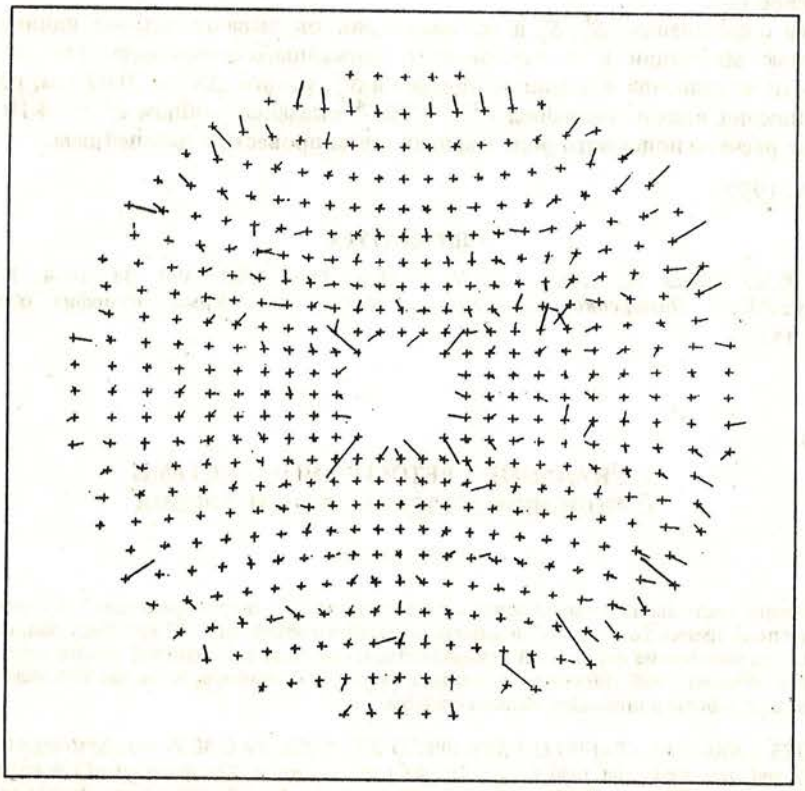


Рис. 4. Карта смещений изображений на фотопластинке расчетных точек по отношению к измеренным положениям (крестики)

ности осталось прежним, поскольку было принято более точное начальное значение

$$z(\rho) = -2{,}4\cdot 10^{-2}\rho^2.$$

Отметим, что величина σ для разложения $z(\rho)$, полученного способом МНК, оказалась больше σ четвертого приближения; это объясняется тем, что опорные точки в методе МНК были несколько другими, чем точки диафрагмы Гартмана, спроектированные на зеркало.

В качестве второго примера расчета мы обработали реальные испытания зеркала ЗТШ, любезно предоставленные одним из авторов [2]. Как и ранее, мы полагали $S_x^G = S_y^G = 0$. Ошибки величин S_x^F, S_y^F и угла α оказались равными:

$$\Delta S_x^F \simeq \Delta S_y^F = \pm 0{,}019 \text{ мм}; \quad \Delta\alpha = \pm 0{,}0045 \text{ рад}.$$

Учитывая возможную несимметрию зеркала, максимально отклоняющиеся точки отбрасывались при вычислении S_x^F, S_y^F и α. Табл. 4 иллюстрирует результаты расчетов (n – число членов разложения функции z). Как видим, увеличение числа членов разложения не дает увеличения точности счета.

На рис. 4 крестиками обозначены положения изображений отверстия диафрагмы на фотопластинке. Отрезки, исходящие из соответствующего крестика, обозначают в некотором условном масштабе величину и смещение расчетных положений изображений для уравнения поверхности, полученного в 4-м приближении. Такой рисунок позволяет судить о качестве полировки зеркала. Наибольшие отклонение мы наблюдаем на самой внешней и внутренней зонах зеркала. Здесь отклонения достигают 0,23 мм. Рис. 4 позволяет также судить, какие полиномы из табл. 1 нужно добавить в разложение (8).

Ошибки определения S_x^F, S_y^F и α, возможно, оказывают сильное влияние на рассчитываемые аберрации и эксцентриситет ближайшего коникоида. Так, при расчете поверхности эллипсоида введением ошибки в S_x^F, равной $\Delta S_x^F = 0{,}02$ мм, результирующий коникоид вместо величины $e^2 = 1\cdot 10^{-4}$ оказался равным $e^2 = 4\cdot 10^{-4}$. Более подробные расчеты подобного рода мы планируем провести в дальнейшем.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Wilson K.N., Franza F., Noethe L.* // J. Mod. Opt. 1987. Vol. 34, N 4. P. 485–509.
2. *Гершберг Р.Е., Лиморенко К.Я., Проник В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1983. Т. 67. С. 132.

УДК 522.2

ЗЕРКАЛЬНЫЕ СВЕТОСИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ С БОЛЬШИМ ПЛОСКИМ ПОЛЕМ ЗРЕНИЯ

Г.М. Попов

Рассмотрены системы из четырех зеркал с относительным отверстием около 1:1,1 при практически плоском поле зрения $2\omega = 20-40°$ и диаметре входного отверстия 140 мм. Системы, как правило, имеют удобное положение фокальной поверхности, позволяют производить точное слежение за объектом путем перемещений плоского четвертого зеркала (например, в случае наблюдений с ИСЗ) и пригодны для работы в широкой области спектра.

MIRRORS LARGE FLAT–FIELD FAST SPEED SYSTEMS, *by G.M. Popov*. Systems of four mirrors about f/1,2 and practically flat field (2ω = 20–40°) are discussed. The diameter of the entrance pupil is 140 mm. The systems have accessible position of the focal surface and permit to track objects by means of moving the fourth flat mirror (for example to observe space objects). The systems are useful for observations in a large spectral range.

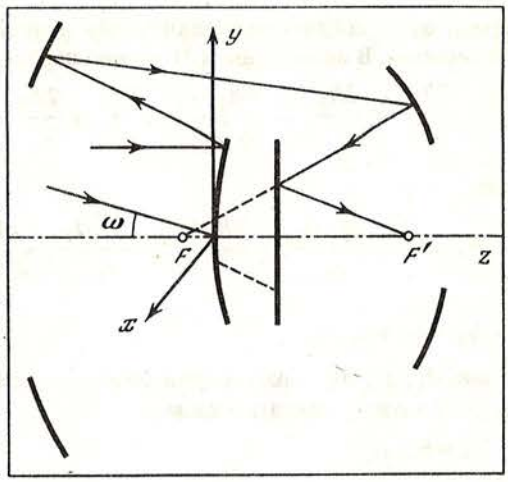


Рис. 1. Оптическая схема систем № 1–4 (последнее зеркало плоское)

В настоящее время астрофизические наблюдения благодаря прогрессу космической техники распространились на рентгеновский, ультрафиолетовый и инфракрасный диапазоны спектра. Кроме того, наблюдения Земли из космоса с целью решения ряда научных, технических и прикладных задач также заставляют работать в широкой области спектра. Это, в свою очередь, предъявляет новые, более высокие требования к объективам, в частности к их полю зрения. Современные светоприемники, как правило, имеют плоскую поверхность и довольно громоздки, что приводит к необходимости плоского поля зрения, доступного для размещения светоприемной аппаратуры. Необходимость получить сразу информацию о больших участках Земли или небесной сферы приводит к условию применения широкоугольной системы. С другой стороны, изучение слабых протяженных объектов (таких, как кометы, туманности, зодиакальный свет) нуждается в высокосветосильных системах. Поставленным задачам может отвечать только чисто зеркальная система ввиду отсутствия материалов, прозрачных в широкой области спектра. Решению этих вопросов посвящены работы [1, 2], где приведены примеры расчетов светосильных зеркальных систем. Однако проблему расчета зеркальной системы с относительным отверстием A около 1:1,1 при плоском поле зрения $2\omega = 20–30°$ решить не удалось. Мы рассмотрим результаты исследования систем из четырех зеркал (рис. 1). Оказывается, что в этих системах можно получить поле 2ω до 30° и более при относительном отверстии около 1:1,1; диаметр входного отверстия принимается равным 140 мм.

1. Методика расчета

Расчет системы сводится к двум этапам. На первом этапе находят приближенные значения параметров системы (радиусы кривизны зеркал r, расстояния между их вершинами d), а также вычисляют диаметры поверхностей и возможные потери света на экранирование. На втором этапе производится окончательный (аберрационный) расчет системы с помощью специальной оптимизирующей программы для ЭВМ, составленной автором.

Первый этап заключается в решении системы из трех алгебраических уравнений: первое уравнение выражает условие постоянства параксиального фокусного расстояния f_0' системы; второе – определяет параксиальное положение изображения (его расстояние s_0' от четвертого зеркала); третье – выражает условие исправления кривизны поля (условие Петцваля). Применительно к нашей системе условие Петцваля имеет вид

$$2/r_1 - 2/r_2 + 2/r_3 - 2/r_4 = 0, \tag{1}$$

где r_1, r_2, r_3, r_4 – радиусы кривизны зеркал при вершинах. Обычно мы считаем $r_4 = \infty$, т.е. четвертое зеркало – плоскость. Условие постоянства заданного фокусного расстояния f_0' имеет вид

$$f_0' = h_1 / \alpha_5, \tag{2}$$

где h_1 – высота падения луча, идущего параллельно оси, на первую поверхность сис-

темы, α_5 – соответствующий этому лучу угол с оптической осью после выхода луча из системы. В явном виде (2) можно переписать так:

$$-\frac{2h_1}{r_1}+\frac{2h_1}{r_2}-\frac{4h_1d_1}{r_1r_2}+\frac{2h_3}{r_3}+\frac{2h_4}{r_4}=\frac{h_1}{f_0'}=\alpha_5, \tag{2a}$$

где

$$h_3=h_1-\frac{2h_1d_1}{r_1}+\frac{2h_1d_2}{r_1}-\frac{2h_1d_2}{r_2}+\frac{4h_1d_1d_2}{r_1r_2},$$

$$h_4=h_3+\alpha_5 d_3.$$

Здесь d_1, d_2, d_3 – расстояния между вершинами зеркал по ходу луча. Условие постоянства s_0' можно записать в виде

$$s_0'=h_4/\alpha_5 \tag{3}$$

или

$$\alpha_5=h_4/s_0', \tag{3a}$$

где α_5 определяется из (2а). При $r_4=\infty$ (2а) упрощается; очевидно, что (1), (2а), (3) линейно зависят от $1/r_3$ и d_2; исключив их из этих уравнений, получим уравнение, содержащее параметры r_1, d_1, r_2; считая r_1, d_1 свободными параметрами, получаем квадратное уравнение относительно неизвестной ρ, где $\rho=1/r_2$. Коэффициенты этого уравнения весьма громоздки, поэтому мы их не приводим. Найдя r_2, вычисляем r_3 и d_2, решая совместно систему уравнений (1) и (2а), считая известными r_1 и d_1.

Для решения системы упомянутых трех уравнений была составлена специальная программа для ЭВМ, позволяющая быстро изучить большое число вариантов системы. При этом по формулам параксиальной оптики вычислялись и высоты h_2, h_3, h_4 лучей на поверхностях системы, позволявшие определить приближенные диаметры зеркал и ориентировочные потери на экранирование в предположении, что входное отверстие (апертурная диафрагма) совпадает с краем первого зеркала. Высоты h_2, h_3, h_4 лучей на поверхностях системы вычислялись по известным параксиальным формулам (высота h_1 падения луча на первое зеркало считается известной):

$$h_2=h_1-2h_1d_1/r_1,$$

$$h_3=h_1-2h_1d_1/r_1+2h_1d_2/r_1,$$

$$h_4=h_3-\alpha_4 d_3,$$

где

$$\alpha_4=2h_1/r_1-2h_1/r_2+4h_1d_1/r_1r_2-2h_3/r_3.$$

Для дальнейшего изучения выбирались системы, длина которых не превышала приблизительно удвоенное значение фокусного расстояния f_0', а потери на экранирование не превышали 50% для осевого пучка при доступном положении фокальной плоскости.

Аберрационный расчет имел целью полное исправление аберраций на оси и минимизацию размера аберрационного пятна δ' в пределах заданного плоского поля зрения. Для этой цели была составлена специальная оптимизирующая программа для ЭВМ, основанная на методе наименьших квадратов; исправление сферической аберрации на оси выполнялось с помощью принципа Ферма на каждом шаге процесса последовательных приближений (итераций). Это позволяло значительно ускорить процесс вычислений и улучшить сходимость процесса при идеальном исправлении сферической аберрации на оси по сравнению с традиционными оптимизирующими программами. В качестве уточняемых параметров использовались r_2, r_3, d_1, d_2, а также коэффициенты асферики двух или трех зеркал (четвертое зеркало, как указывалось выше, обыч-

но оставалось плоским, а его расстояние d_3 от третьего зеркала выбиралось так, чтобы получить доступное положение фокуса). Вычисления показали, что возможны системы, у которых все три первых зеркала асферические, но в частном случае одно из них является сферическим; обычно это второе либо третье зеркало.

2. Результаты расчетов

Результаты расчетов нескольких наиболее интересных систем приведены в табл. 1–5. Конструктивные элементы системы даны в верхней части таблицы. Здесь приведены: номер поверхности, радиусы кривизны r поверхностей при вершинах, расстояние между поверхностями d, включая расстояние s_0' от последней поверхности до фокуса системы (т.е. фокальной плоскости), квадрат эксцентриситета e^2, диаметры D_1 (световые) зеркал, а также диаметры D_2 отверстий в зеркалах. Первая поверхность

Таблица 1

Конструктивные элементы системы № 1

№ поверхности	r, дм	d, дм	e^2	D_1, дм	D_2, дм
1	3,0	−1,72314	–	1,4	0
2	4,77	3,4	0	3,3	2
3	−7,12278	−1,2	1,90184	3,3	1,1
4	∞	1,023	0	1,4	0

Примечание. $D = 1{,}4$ дм; $A = 1:1{,}2$; $f_0' = 1{,}6287$ дм; $2\omega = 27°$; $E = 0{,}036212$; $G = 0{,}0123014$; $H = 0{,}0043032$; $J = 0{,}0061345$.

Абберационные и световые характеристики системы № 1 ($Э_0$ = 56%)

ω, рад	$\omega°$	δ', мм	y', мм	s', мм	Э, %
0	0	0	0	102,29	100
0,11943	6,85	0,024	−19,85	102,33	91
0,17809	10,2	0,038	−29,55	102,34	64

Таблица 2

Конструктивные элементы системы № 2

№ поверхности	r, дм	d, дм	e^2	D_1, дм	D_2, дм
1	3,0165	−2,011	–	1,4	0
2	5,0275	3,3	0,05966	4,0	2
3	−7,541	−1,1	1,61151	4,0	1,2
4	∞	1,1366	0	1,5	0

Примечание. $D = 1{,}4$ дм; $A = 1:1{,}1$; $f_0' = 1{,}5339$ дм; $2\omega = 28°$; $E = 0{,}0356056$; $G = 0{,}0149025$; $H = 0{,}00615436$; $J = 0{,}0101753$.

Аберрационные и световые характеристики системы № 2 ($Э_0$ = 60%)

ω, рад	$\omega°$	δ', мм	y', мм	s', мм	Э, %
0	0	0	0	113,66	100
0,178093	10,2	0,035	−27,26	113,65	70
0,254368	14,6	0,03	−38,80	113,60	42

Таблица 3

Конструктивные элементы системы № 3

№ поверхности	r, дм	d, дм	e^2	D_1, дм	D_2, дм
1	3,0	−2,0	–	1,4	0
2	5,0	3,4	0,064043	3,3	1,8
3	−7,5	−1,2	1,61905	3,6	1,2
4	∞	1,0047	0	1,5	0

Примечание. $D = 1{,}4$ дм; $A = 1{:}1{,}1$; $f_0' = 1{,}54533$ дм; $2\omega = 30°$; $E = 0{,}0345513$; $G = 0{,}0142567$; $H = 0{,}00581191$; $J = 0{,}009385$.

Аберрационные и световые характеристики системы № 3 ($Э_0$ = 62%)

ω, рад	$\omega°$	δ, мм	y', мм	s', мм	Э, %
0	0	0	0	100,47	100
0,178093	10,2	0,028	−27,46	100,46	75
0,254368	14,6	0,035	−39,10	100,39	53

Таблица 4

Конструктивные элементы системы № 4

№ поверхности	r, дм	d, дм	e^2	D_1, дм	D_2, дм
1	3,0	−2		1,4	0
2	5,0	3,4	0,064043	3,3	1,8
3	−7,5	−1,2	1,61905	3,6	1,5
4	∞	1,0047	0	1,7	0

Примечание. $D = 1{,}4$ дм; $A = 1{:}1{,}1$; $f_0' = 1{,}5453$ дм; $2\omega = 40°$; $E = 0{,}0345512$; $G = 0{,}0142569$; $H = 0{,}00581256$; $J = 0{,}00938481$.

Аберрационные и световые характеристики системы № 4 ($Э_0$ = 53%)

ω, рад	$\omega°$	δ', мм	y', мм	s', мм	Э, %
0	0	0	0	100,47	100
0,178093	10,2	0,044	−27,46	100,47	74
0,254368	14,6	0,058	−39,10	100,41	72
0,336675	19,3	0,076	−51,52	100,26	51

асферическая, уравнение которой имеет вид

$$z = \frac{u}{r} + Eu^2 + Gu^3 + Hu^4 + Ju^5, \qquad (4)$$

где $u = (x^2 + y^2)/2$. В примечаниях к таблицам даны значения E, G, H, J; D – диаметр отверстия (входной зрачок, он всюду совпадает с краем первого зеркала). Аберрационные и световые характеристики системы даны в нижней части таблиц: ω – значения угла наклона пучка лучей, входящего в систему, с оптической осью z; δ' – размер пятна наименьшего рассеяния; y' – ордината барицентра пятна наименьшего расстояния; s' – расстояние от вершины четвертого зеркала до пятна наименьшего рассеяния, а так-

Таблица 5

Конструктивные элементы системы № 5

№ поверхности	r, дм	d, дм	e^2	D_1, дм	D_2, дм
1	3,15126	−0,983688	–	1,4	0
2	5,80853	2,4	0	2,5	1,5
3	−4,29029	−1,2	0	3	1,3
4	−9,0	1,556	0	1,5	0

Примечание. D = 1,4 дм; A = 1:1,25; f_0' = 1,75652; 2ω = 20°; E = 0,0544134, G = 0,0231523; H = 0,00452474, J = 0,0224605.

Аберрационные и световые характеристики системы № 5 ($Э_0$ = 56%)

ω, рад	$\omega°$	δ', мм	y', мм	s', мм	Э, %
0	0	0,0036	0	155,60	100
0,11943	6,85	0,04	−20,96	155,49	77
0,17809	10,2	0,073	−31,20	155,38	60

же светотехнические характеристики системы (без учета потерь света на отражение на зеркалах) $Э_0$ и Э. Величина $Э_0$ относится к осевому ($\omega = 0$) пучку лучей и является энергией, прошедшей через систему, в предположении, что на входной зрачок поступает 100%. Величина Э представляет собой долю энергии осевого пучка, оставшуюся (достигшую плоскости светоприемника) в наклонном пучке; естественно, Э уменьшается с увеличением ω вследствие виньетирования.

Рассмотрение данных табл. 1–5 позволяет сделать следующие выводы.

1. Все системы имеют доступное положение фокальной поверхности, поскольку она расположена вблизи от отверстия третьего зеркала (см. рис. 1, 2); наилучшей в этом отношении является система № 5, где фокус вынесен на ~36 мм за вершину третьего зеркала.

2. Все системы имеют одинаковый диаметр входного отверстия D = 1,4 дм при относительном отверстии A около 1:1,2.

3. Поле зрения систем практически плоское – от 20 до 40°.

4. Первая поверхность всех систем асферическая, ее уравнение имеет вид (4).

5. Второе (вогнутое) зеркало либо сферическое, либо эллипсоид, мало отступающий от сферы (e^2 мало); третье зеркало вогнутое, гиперболическое; исключением является система №5, где все зеркала, кроме первого, сферические.

6. Длина систем приблизительно вдвое превышает эквивалентное фокусное расстояние; исключением является более компактная система № 5.

7. Все системы имеют идеальное исправление аберраций на оси; вне оси пятно рассеяния возрастает с увеличением полевого угла ω, достигая ~0,08 мм в системе № 4 с полем около 40°.

8. Наименьшие потери света на оси (на экранирование) имеет система № 3.

9. Потери на виньетирование максимальны в системе № 2, что обусловлено вынесенной фокальной поверхностью.

10. Поскольку зеркало *4* плоское (кроме системы № 5) и, следовательно, не влияет на аберрации, а только на положение фокальной поверхности, его можно перемещать вдоль оси в некоторых пределах, меняя вынос фокуса и потери на виньетирование.

Заметим также, что плоское четвертое зеркало можно использовать для гидирования; это может потребоваться, например, при недостаточно точной стабилизации и наводке космической платформы, несущей нашу систему. Более того, можно в ряде случаев обойтись и без четвертого зеркала, проделав отверстие в зеркале *1* (на рис. 1

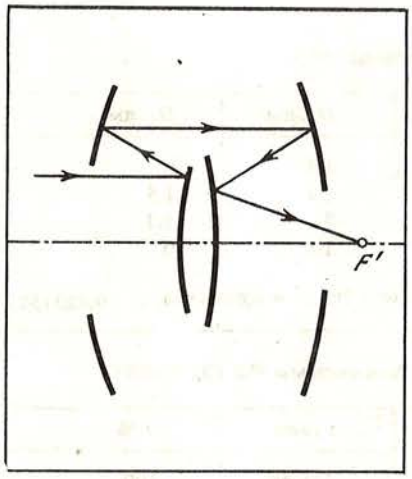
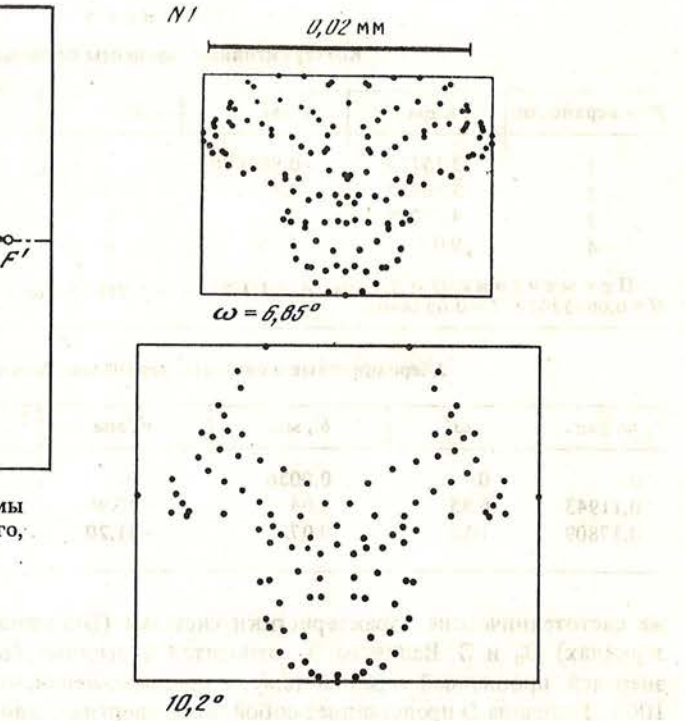


Рис. 2. Оптическая схема системы № 5 (все зеркала, кроме первого, сферические)



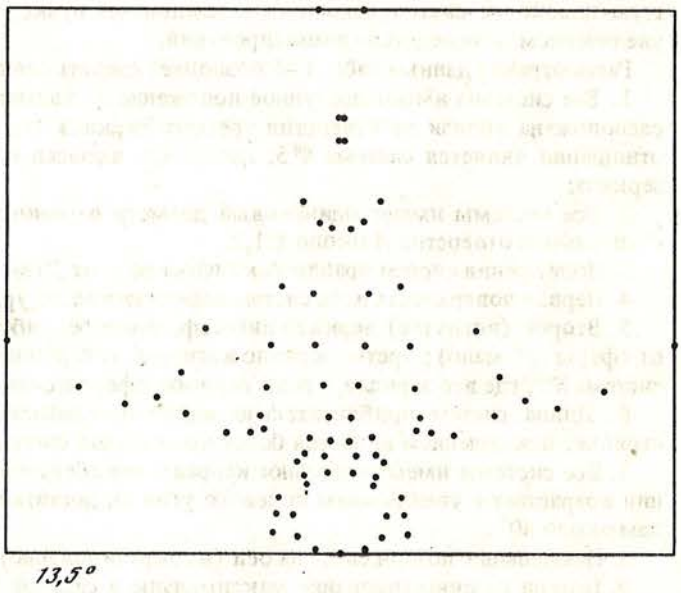


Рис. 3. Точечные диаграммы систем № 1–5 при наилучшей фокусировке для различных полевых углов ω

Диаграмма при $\omega = 0$ вырождается в точку, а потому не представлена

это показано прерывистой линией) и получив изображение в точке F. Подобная конструкция оправданна для работы в далеком ультрафиолете и ближней рентгеновской области, где потери на отражение велики; конечно, поле зрения при этом уменьшается из-за виньетирования на краях отверстия. Этот недостаток будет минимальным для системы № 1, поскольку, как ясно из геометрических соображений, фокус F будет находиться довольно близко к вершине первой поверхности.

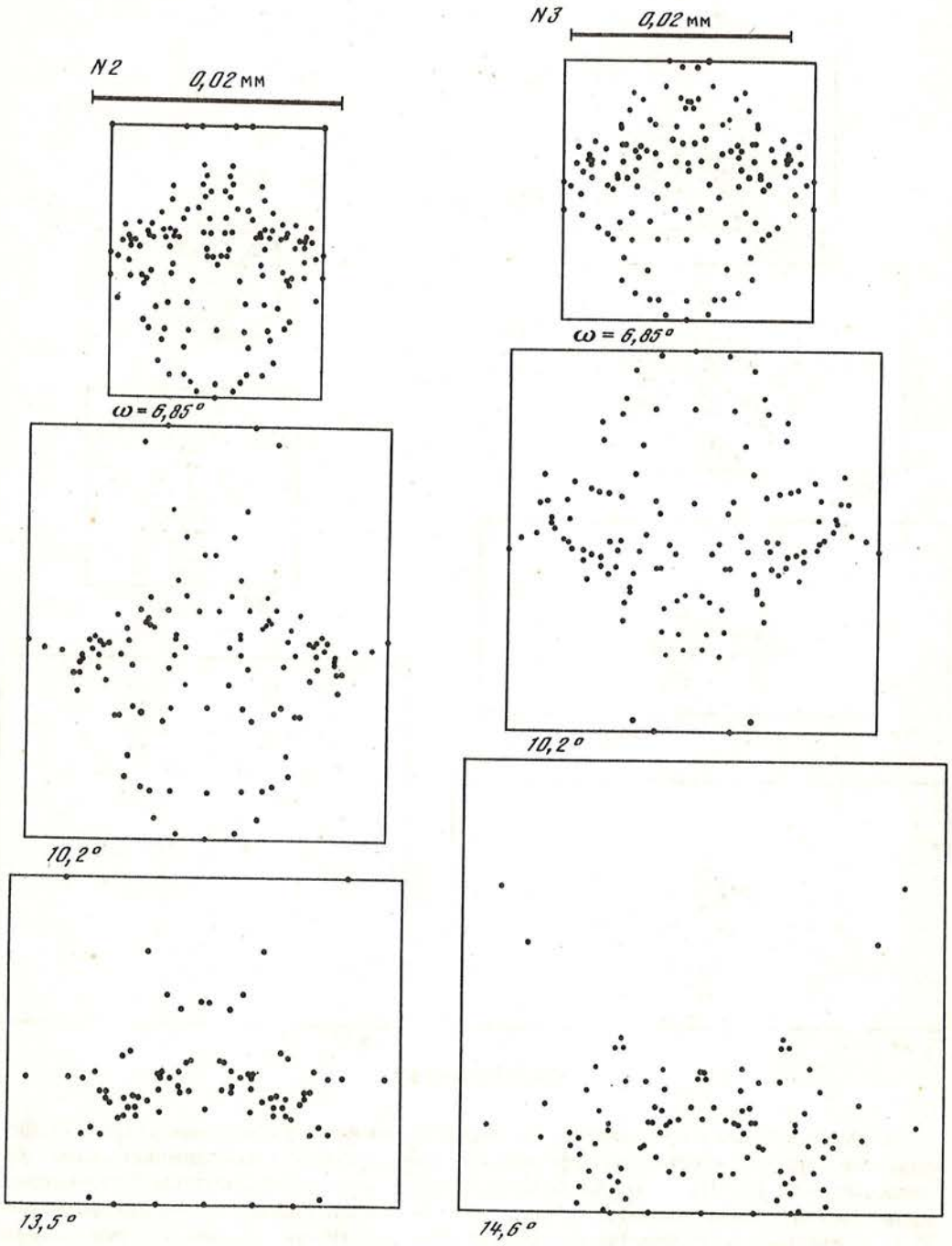


Рис. 3 (продолжение)

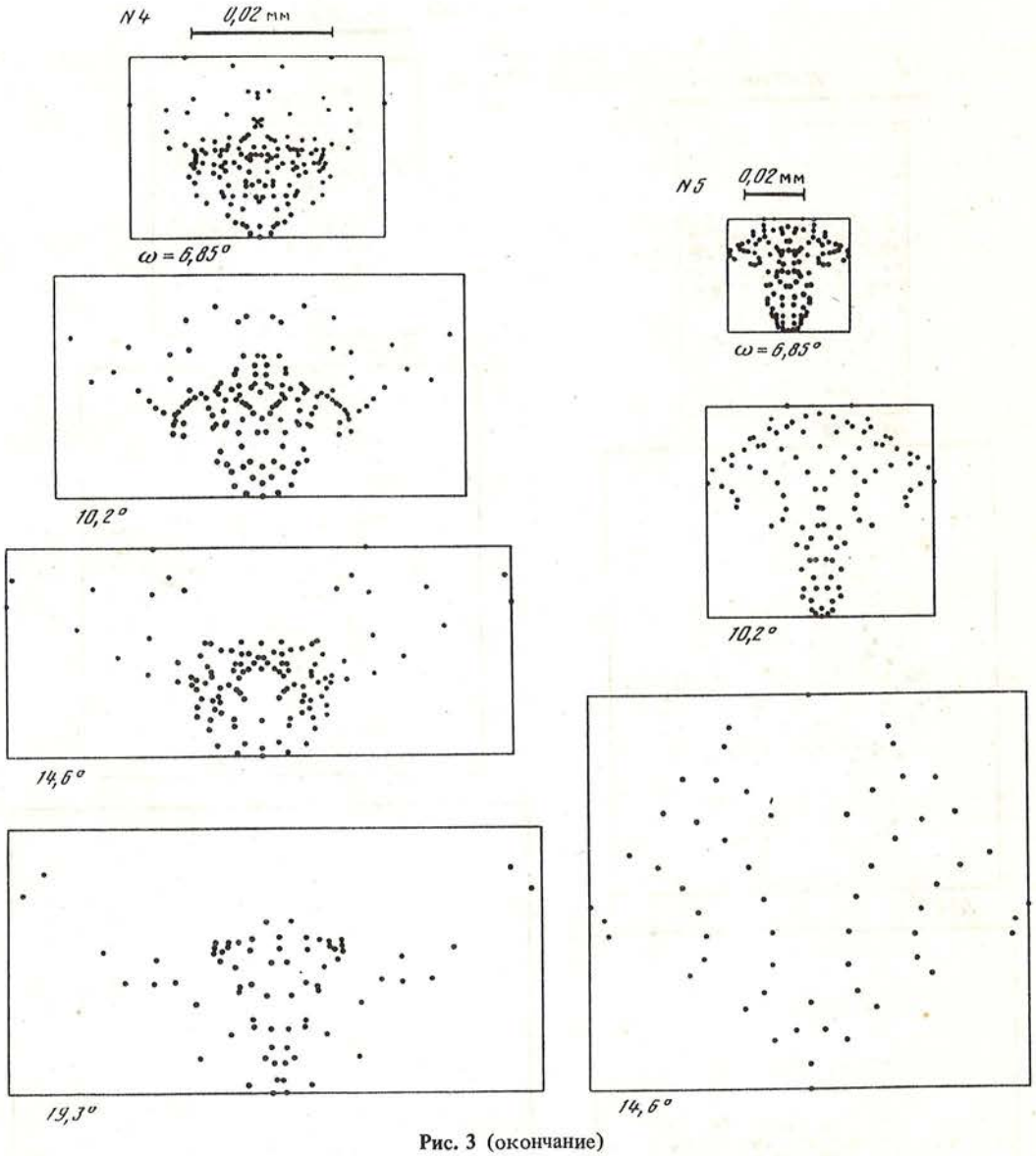


Рис. 3 (окончание)

11. Особый интерес представляет система № 5, имеющая только одно (первое) асферическое зеркало, а остальные сферические (вид системы с соблюдением масштаба представлен на рис. 2), – это существенно упрощает изготовление оптики. Дополнительными достоинствами являются: малая длина – приблизительно 0,7 от длины систем № 1–4, внешнее расположение фокальной поверхности, что удобно для размещения громоздкой светоприемной аппаратуры. Недостатками являются сравнительно большие размеры пятна рассеяния на краю поля и кривизна поля (радиус кривизны поля приблизительно равен 2200 мм).

Точечные диаграммы систем № 1–5 изображены на рис. 3. Очевидно, что если пренебречь несколькими процентами лучей, далеко отстоящих от центра изображения, то размеры пятен рассеяния почти для всех систем не превысят 0,02–0,04 мм. Для центра поля ($\omega = 0$) у всех систем точечная диаграмма вырождается в точку, и на рис. 3 она отсутствует.

3. Область применения

Предложенные системы могут быть применены во всех случаях, когда возникает необходимость в светосильной оптической системе с большим полем зрения, работающей в широкой спектральной области, – наблюдения в космосе, в лабораторной физике (например, при изучении вакуумного ультрафиолета), в качестве камеры светосильного спектрографа типа системы Мейнела в космическом телескопе и т.д.

Автор признателен инженеру-программисту С.А. Бондаренко за составление программы и за расчеты на ЭВМ.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кудрина Н.К.* Исследования и разработки зеркальных систем для оптических регистрирующих приборов: Дис. . . . канд. техн. наук. Л.: ЛИТМО, 1978.
2. *Женовка С.Г.* Исследование и разработка объективов для астрономических наблюдений: Дис. . . . канд. техн. наук. Л.: ЛИТМО, 1990.

УДК 520.2/8

ФОРМИРОВАНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ *UBV*-ВЕЛИЧИН СПЕКТРОМЕТРАМИ С ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ ЭШЕЛЛЕ

В.К. Прокофьев

Детальный анализ структуры спектров, даваемых дифракционными решетками эшелле, и распределения энергии в них позволил сделать вывод, что при помощи спектрометров с такими решетками возможна одновременная регистрация спектров высокого спектрального разрешения и фотометрических *UBV*-величин исследуемых звездных объектов.

THE FORMATION OF THE PHOTOMETRIC *UBV* QUANTITY BY THE SPECTROMETER WITH DIFFRACTION ECHELLE-GRATING, *by V.K. Prokof'ev.* The detail analysis of the structure of the spectrum wich gives the diffraction echelle-grating and the energy distribution in such spectrum permit to do the conclusion that it is possible the registration the high resolution spectra and at the same time the photometric *UBV* quantitiess of the study stars.

Для проведения детальных исследований ультрафиолетовых спектров звездных объектов на орбитальных станциях ИСЗ устанавливаются оптические телескопы со спектрометрами, снабженными дифракционными решетками эшелле. Такие спектрометры дают спектры высокого спектрального разрешения.

Так, на Международном ультрафиолетовом спутнике IUE в фокальной плоскости телескопа с объективом диаметром 45 см и относительным отверстием $f/15$ установлены два спектрометра. Один – с решеткой эшелле с углом блеска 45,5° и числом штрихов на миллиметр – 101,9 на область спектра 1200–1900 Å; другой – с решеткой эшелле с углом блеска 48,1 ° и числом штрихов на миллиметр – 63,2 для регистрации спектра в области 1900–3000 Å. Разрешающая способность спектрометров $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^4$.

Эти спектрометры успешно работают на геосинхронной орбите уже свыше 12 лет, систематически дают ультрафиолетовые спектры наблюдаемых объектов. Других оптических приборов на IUE не установлено.

Между тем, при исследовании ультрафиолетовых спектров звездных объектов представляется целесообразным получать также и данные о характере длинноволнового излучения объектов в области длин волн 3000–6000 Å. Это можно сделать, если получать фотометрические *UBV*-величины; однако на IUE такой возможности нет, хотя структура спектрометров с дифракционными решетками эшелле это позволяет.

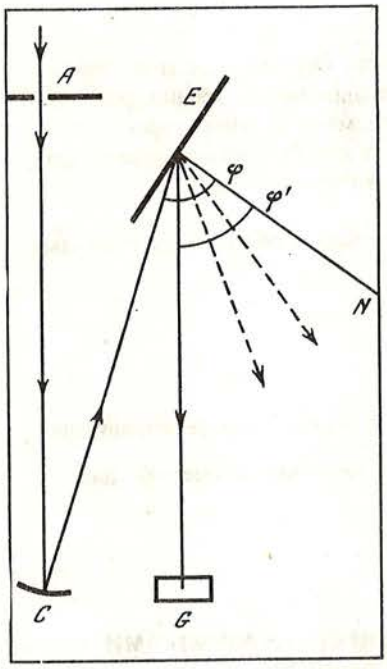
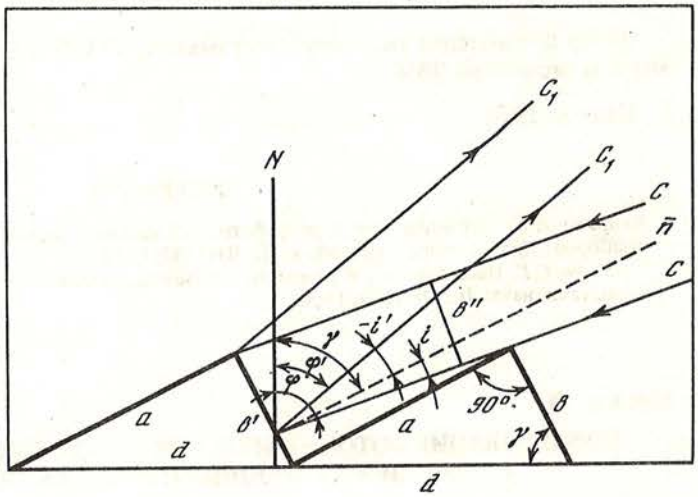


Рис. 1. Принципиальная схема спектрометра с дифракционной решеткой эшелле

Рис. 2. Схема дифракции на штрихах решетки эшелле



На рис. 1 представлена принципиальная схема спектрометра с дифракционной решеткой эшелле. Лучи света, пройдя входную диафрагму A, падают на коллиматорное зеркало C, которое, в свою очередь, направляет параллельный пучок лучей на дифракционную решетку эшелле E под некоторым углом падения φ, несколько большим угла блеска решетки эшелле γ. Часть дифрагированного решеткой эшелле света наибольшей интенсивности принимается вогнутой решеткой G, которая дает на приемник излучения, находящейся вне плоскости рис. 1., ряд спектров высокого спектрального разрешения. Анализ этих спектров приведен в [1].

Остальная часть дифрагированного решеткой эшелле света с меньшими углами дифракции имеет невысокую интенсивность и занимает пространство между вогнутой решеткой G и нормалью к решетке эшелле. Здесь можно установить светофильтры с кривыми пропускания для областей U, B, V и соответствующие приемники излучения.

Ниже рассматривается структура дифрагированного решеткой эшелле света, его использование для фотометрических измерений и процесс формирования фотометрических UBV-величин в спектрометрах с дифракционными решетками эшелле.

1. Распределение энергии в спектре дифракционной решетки эшелле

Рассмотрим схему дифракции на штрихах решетки эшелле с углом блеска γ с шириной штриха d ($N = 1/d$ – число штрихов на миллиметр). Форма штриха трехугольная с углом при вершине, близким 90°; примем его равным 90°.

На рис. 2 представлена схема хода лучей света у поверхности штрихов решетки. Рабочая грань штриха $b = d\cos\gamma$. При падении на эту грань параллельных пучков света CC под углом i часть этой грани экранируется вершиной штриха и действующей является величина

$$b' = b - a\,\mathrm{tg}\,i = d\cos\varphi/\cos i. \qquad (1)$$

Дифракция на этой действующей поверхности определяет распределение энергии в спектре решетки эшелле и дается выражением [2]

$$\Phi(u) = (\sin u / u)^2 . \tag{2}$$

Здесь аргумент $u = \pi\Delta'/\lambda$ зависит от разности хода Δ' для этой поверхности:

$$\Delta' = b' (\sin i + \sin i'). \tag{3}$$

Углы падения i и дифракции i' измеряются относительно нормали $\overline{n}$ к действующей поверхности b штриха решетки.

Относительно нормали N к поверхности всей решетки эшелле имеем углы падения φ и дифракции φ'. Все эти углы связаны соотношениями

$$i = \varphi - \gamma, \; i' = \varphi' - \gamma.$$

Разность хода Δ' (3) может быть поэтому записана в виде

$$\Delta' = 2b \sin(\beta - \gamma) \cos[(\varphi - \varphi')/2], \tag{4}$$

где $\beta = (\varphi + \varphi')/2$.

С другой стороны, для дифракционной решетки с шагом d имеем

$$k\lambda = d(\sin\varphi + \sin\varphi') = 2d \sin\beta \cos[(\varphi - \varphi')/2]. \tag{5}$$

Здесь k – порядок дифракционного спектра. Используя (4) и (5), для аргумента u получаем

$$u = k\pi \frac{b'}{a} \frac{\sin(\beta - \gamma)}{\sin\beta} .$$

После некоторых преобразований с учетом (1) получаем

$$u = k\pi \frac{\cos\gamma \cos\varphi}{\cos t} \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\gamma}{\operatorname{tg}\beta}\right). \tag{6}$$

Это выражение показывает, что дифракционное распределение $\Phi(u)$ зависит от типа решетки эшелле (угла блеска γ и углов падения φ и i), от номера порядка спектра и, в пределах этого порядка, от угла дифракции φ' через величину β и тем самым от длины волны и числа Nштр./мм.

На рис. 3 представлен ход функции $\Phi(u)$ в зависимости от аргумента u. Мы здесь имеем центральный максимум $\Phi(u) = 1$ при $u = 0$ и ряд вторичных максимумов падающей интенсивности с нулевыми минимумами между ними, симметрично расположенные относительно центрального. Приведем величины для первых четырех вторичных максимумов и соответствующие им значения аргумента u. Нулевые минимумы находятся при значениях u, кратных π.

Максимум	$\pm u$	$\Phi(u)$
1	4,4934	0,04719
2	7,7252	0,01648
3	10,9048	0,00834
4	14,0668	0,00503

В дальнейшем мы будем рассматривать область отрицательных значений аргумента u, соответствующих области систематически уменьшающихся углов дифракции, которая не экранируется деталями спектрометров.

Выражение (6) показывает, что мы можем рассматривать $\Phi(u)$ как $\Phi(k, \varphi')$, т.е. в системе двух переменных величин: порядка спектра k и угла дифракции φ' для данного типа решетки эшелле. Детальное рассмотрение дифракционной функции $\Phi(k, \varphi')$ проведем для конкретной дифракционной решетки эшелле $\gamma = 65°$ и $N = 100$ штр./мм при

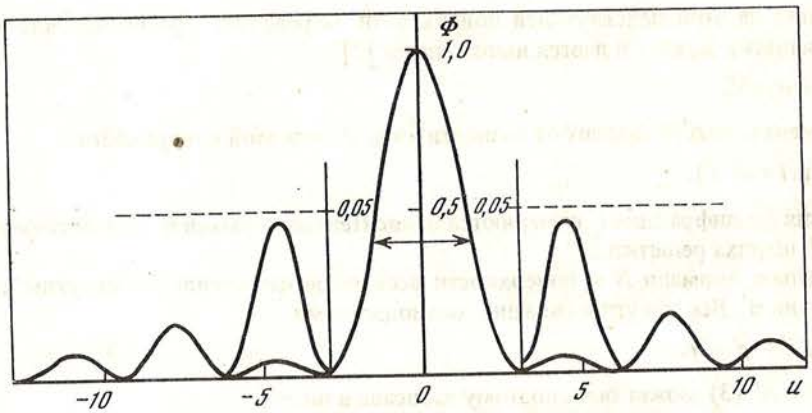


Рис. 3. Дифракционное распределение энергии

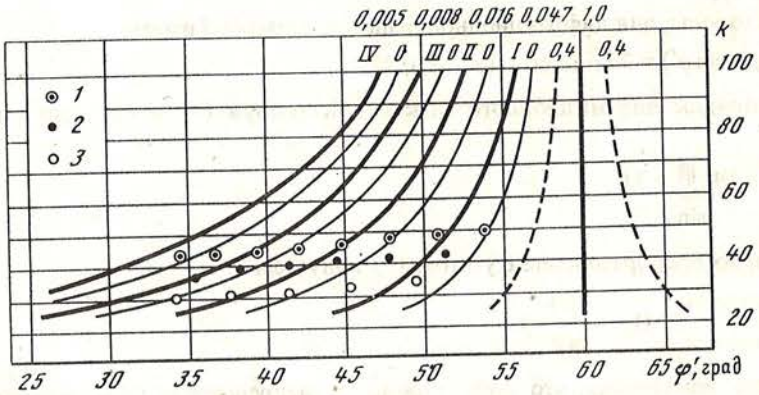


Рис. 4. Схема распределения энергии для разных порядков спектров решетки эшелле
1–3: λ = 350 нм (*1*); 400 (*2*); 500 (*3*)

углах падения $\varphi = 70°$ и $i = 5°$. Выводы, которые мы здесь получим, будут пригодны и для других типов решеток эшелле.

На рис. 4 схематично представлены изменения положения особых точек $\Phi(u)$ для этой решетки в системе координат k и φ' для порядков спектров в пределах от $k = 100 \div 25$, в интервале углом дифракции $65° - 35°$.

Тонкими линиями здесь представлено изменение положения первых четырех минимумов функции $\Phi(u)$, жирными – смещение первых четырех максимумов, а штриховыми линиями в интервале углов $65 - 55°$ – ход величин $\Phi(u) = 0{,}4$.

От углов дифракции согласно (5) можно перейти к соответствующим длинам волн в каждом порядке спектра. При заданном угле дифракции φ' соотношение (5) дает, что $k\lambda = \text{const}$. Отсюда следует, что более коротковолновые спектры (ультрафиолет) размещаются в более высоких порядках спектров (верхняя половина схемы), а в нижней половине – длинноволновые (в том числе и видимые). Таким образом, в дифрагированном решеткой эшелле излучении мы имеем наложение большого количества спектров (дискретных порядков k) в широком интервале длин волн.

Части этих спектров, ограниченные кривыми $\Phi(u) = 0{,}4$, определяющими главный максимум, мы принимаем вогнутой дифракционной решеткой, которая дифрагирует (разводит) порядки спектров этой части и фокусирует их на приемник в пределах заданного интервала длин волн; это дает нам набор спектров высокого спектрального разрешения в ультрафиолетовой или видимой области длин волн [2].

3500 Å			4000 Å			5000 Å		
k	φ'	$\Phi(u)$	k	φ'	$\Phi(u)$	k	φ'	$\Phi(u)$
43	34,42	0,0010	38	35,47	0,0083	30	34,08	0,00056
44	36,89	0,0032	39	38,34	0,0011	31	37,61	0,0149
45	39,44	0,0076	40	41,32	0,0091	32	41,32	0,0050
46	42,09	0,00015	41	44,45	0,0108	33	45,26	0,0202
47	44,85	0,0150	42	47,76	0,0112	34	49,49	0,0305
48	47,76	0,0006	43	51,29	0,0375			
49	50,83	0,0415						
50	54,12	0,00002						

В остальной части углов дифракции мы имеем наложение спектров различных порядков невысокой интенсивности (не более 5%), расположенных за первым минимумом схемы. Здесь каждая длина волны λ может находиться в ряде дискретных порядков k спектров с соответствующими значениями величин $\Phi(u)$.

В таблице в качестве примера приведены порядки спектров k, соответствующие величины углов дифракции φ' (в пределах 54–34°) и величины $\Phi(u)$ для нескольких длин волн ближнего ульрафиолета и видимого излучения.

На рис. 4 знаками *1–3* показано положение приведенных величин $\Phi(u)$ в системе координат φ', k.

Таким образом, для этой части углов дифракции схемы рис. 4 мы имеем совокупность суммарных величин $\Sigma\Phi(u)$ излучения для каждой длины волны видимого и ультрафиолетового излучения (своего рода квазистационарный спектр, пригодный для фотометрических измерений), установив здесь систему фильтров с приемниками излучения (ФЭУ).

2. Формирование фотометрических *UBV*-величин в спектрометрах с дифракционными решетками эшелле

Процесс формирования фотометрических *UBV*-величин с целью большей наглядности рассмотрим для конкретного спектрометра с дифракционной решеткой эшелле $\gamma = 65°$, $N = 100$ штр./мм, $\varphi = 70°$. Коллиматорное зеркало с $f = 800$ мм посылает на дифракционную решетку эшелле параллельный пучок света диаметром 80 мм. От решетки идут дифрагированные пучки лучей эллиптического сечения с постепенно увеличивающейся большой осью в зависимости от уменьшения угла дифракции φ'.

На рис. 5 представлено сечение дифрагированных решеткой эшелле эллиптических пучков света некоторой плоскостью, перпендикулярной центральному пучку лучей, идущему непосредственно на вогнутую решетку (показана пунктиром). Шкала углов дифракции на этом рисунке фиксирует следы центральных лучей соответствующих эллиптических сечений.

На этом рисунке в качестве примера показаны эллиптические сечения и их центры для пучков лучей, дифрагированных при углах $\varphi' = 60°, 55°, 52°, 49°, 44°$ и $39°$.

Разместим на этой плоскости на некотором расстоянии от центрального луча 3 приемника со светофильтрами *UBV*, кривые пропускания которых приведены в [3]. На каждый фильтр попадает излучение от ряда эллиптических сечений дифрагированных пучков света: на фильтр *U* – от сечений, находящихся в пределах углов дифракции $\varphi' = 55 \div 39{,}5°$ (см. рис. 5); для фильтра *B* – $\varphi' = 53 \div 38°$; и для фильтра *V* – соответственно $\varphi' = 52 \div 36°$.

Размещение *UBV*-фильтров с приемниками целесообразно сделать так, чтобы эллиптические сечения дифрагированных пучков света находились вне центрального максимума за первым минимумом. Предельные углы дифракции при этом могут быть определены из (6) для каждого порядка спектра k, приняв значение аргумента $u = -\pi$.

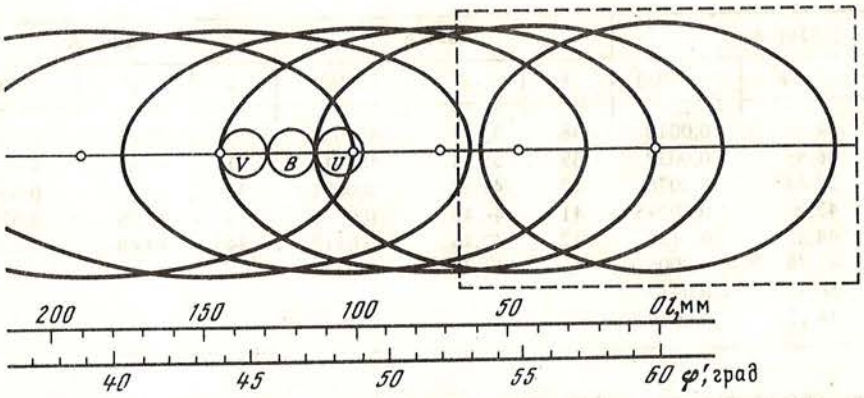


Рис. 5. Распределение сечений эллиптических пучков света, дифрагированных решеткой эшелле
φ' – угол дифракции; l – линейное расстояние центров пучков света

Расчет относительных количеств энергии в сечениях дифрагированных пучков лучей был проведен для конкретной схемы спектрометра с дифракционной решеткой эшелле (конкретные величины γ, N, φ).

Схема расчета. Для каждого фильтра задавалась длина волны λ в соответствующем интервале спектра. Порядки спектров k подбирались так, чтобы соответствующие углы дифракции φ', определенные из основной формулы дифракционной решетки

$$\sin\varphi + \sin\varphi' = k\lambda N, \tag{7}$$

лежали бы в пределах выбранного для этого фильтра интервала углов дифракции. Затем по найденным величинам k и φ' определялся аргумент u по формуле (6) и $\Phi(u)$ по (2). Как следует из таблицы, для каждой длины волны мы имеем некоторое количество порядков спектров, удовлетворяющих выбранным интервалам углов дифракции. В итоге, для каждой длины волны мы получаем суммарное количество $\Sigma\Phi(u)$, которое распределено по всей площади эллиптических сечений дифрагированных пучков лучей без учета площади приемников. Расчет проводился с шагом 10 Å по длинам волн.

Таким образом, мы получили комплекс величин $\Sigma\Phi(u)$ в пределах соответствующих спектральных интервалов. Конкретные расчеты проведены для случая расположения фильтров в плоскости, находящейся на расстоянии ~700 мм от дифракционной решетки эшелле.

Умножая полученные при этом величины $\Sigma\Phi(u)$ на соответствующие коэффициенты пропускания фильтров, приведенные в [3], мы получаем относительные количества энергии, приходящие на соответствующие приемники излучения.

На рис. 6 представлены результаты расчета для спектрометра A (с решеткой эшелле с $\gamma = 65°$, $N = 100$ штр./мм, $\varphi = 70°$) и для спектрометра В ($\gamma = 65°$, $N = 75$ штр./мм, $\varphi = 71°$). Приведенные на рисунке кривые для отдельных фильтров показывают, что в пределах каждого фильтра имеются колебания проходящего излучения, вызванные количеством использованных порядков спектров и структурой функции $\Phi(u)$.

Изменение углов дифракции $\Delta\varphi'$ для разных длин волн при переходе от одного порядка спектра к соседнему (т.е. при $\Delta k = 1$) определим, дифференцируя уравнение дифракционной решетки (7). Получаем

$$\Delta\varphi' = \lambda N / \cos\varphi'.$$

Отсюда следует, что при увеличении длины волны λ увеличивается $\Delta\varphi'$, отчего уменьшается количество порядков спектров в заданном интервале углов дифракции, что хорошо видно в таблице для интервала углов дифракции 53–34°. Уменьшение $\Delta\varphi'$ (при уменьшении λ и N) приводит к увеличению возможного количества порядков спектров

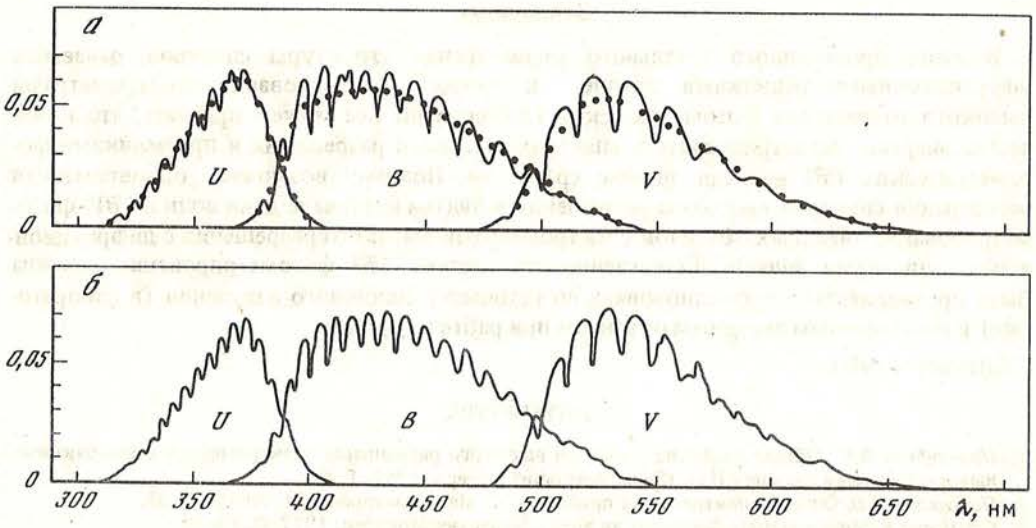


Рис. 6. Распределение энергии в фотометрических *UBV*-величинах, регистрируемых спектрометрами с дифракционными решетками эшелле

а – спектрометр А, 110–190 нм; *б* – спектрометр В, 190–350 нм

и тем самым – к снижению возможных колебаний в суммарных величинах $\Sigma\Phi(u)$; это хорошо видно на кривых рис. 6 при сопоставлении кривых для фильтра *U* по сравнению с фильтром *B* и особенно *V*, а также для спектрометров *A* и *B* (влияние *N* штр./мм).

Имея в виду такой характер расчетных кривых для фильтров *UBV*, естественно возникает вопрос, насколько эти кривые соответствуют кривым для случая сплошного спектра постоянной интенсивности. На рис. 6, *а* точками показаны контуры кривых *UBV* для сплошного спектра с интенсивностью, равной средней расчетной для соответствующей части квазистационарного спектра.

Сравнение положения этих точек относительно расчетных кривых позволяет сделать заключение, что нет существенной разницы в контурах расчетных кривых и представленных точками.

Поэтому получение фотометрических *UBV*-величин в спектрометрах с решетками эшелле вполне возможно, естественно после соответствующей калибровки.

Оценим общее количество энергии (в относительных единицах), приходящее на каждый приемник через фильтры *UBV*. До сих пор мы рассматривали дифрагированное решеткой эшелле излучение для каждой длины волны в пределах эллиптических сечений пучков. Примем средний размер этих сечений с малой осью 80 мм. и большой ~160 мм, площадью ~100 см^2. Площадь приемника примем равной ~1 см^2. Тогда на приемник приходится только ~ 1% рассчитанного для каждой длины волны излучения.

Общее количество энергии (в относительных единицах), приходящее на приемник, определяется площадью приемника и площадью кривых рис. 6, т.е. 1% от произведения полуширины фильтра (полуширины соответствующих кривых рис. 6) на средний максимум каждой кривой. Таким образом мы получаем: для фильтра *U* ≈0,30, для фильтра *B* ≈0,55 и для фильтра *V* ≈0,40, по отношению к энергии, равной 1 для максимумов соответствующих порядков спектров, в которых спектрометры регистрируют спектры высокого разрешения. В пределах этих спектров имеется падение энергии на краях регистрируемых участков спектров до 0,4 от максимальной в средней части. Кроме того, имеется некоторая потеря энергии при дифракции на вогнутой дифракционной решетке.

Заключение

В итоге проведенного детального рассмотрения структуры спектров, даваемых дифракционными решетками эшелле, и процесса формирования спектрометрами высокого разрешения фотометрических *UBV*-величин мы можем признать, что количества энергии, регистрируемые в спектрах высокого разрешения и приемниками фотометрических *UBV*-величин вполне сравнимы. Поэтому возможна одновременная регистрация спектров высокого разрешения в любом интервале длин волн и *UBV*-фотометрирование звездных объектов спектрометрами высокого разрешения с дифракционными решетками эшелле. Естественно эта система *UBV*-фотометрирования должна быть предварительно прокалиброваа по источнику сплошного излучения (в лаборатории) и по известным звездным объектам при рабте на орбите.

Декабрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Прокофьев В.К.* Общие свойства спектров высокого разрешения спектрометров с дифракционными решетками эшелле / Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 84.
2. *Пейсахсон И.В.* Оптика спектральных приборов. Л: Машиностроение, 1970. С. 51–58.
3. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977. С. 83–85.

УДК 520.2/8

ТЕЛЕВИЗИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР С ПОДСМОТРОМ ЩЕЛИ НА ВИДЕОКОНТРОЛЬНОМ УСТРОЙСТВЕ

А.Н. Абраменко

Описан телевизионный спектрометр, входящий в комплекс телевизионной аппаратуры малого телескопа для астрофизических исследований (телескоп МТМ-500 Крымской астрофизической обсерватории). Особенностью его является то, что одна и та же высокочувствительная телевизионная система используется одновременно для наблюдения и регистрации спектра и для подсмотра наблюдаемой звезды на щели спектрографа. При этом в разных частях экрана видеоконтрольного устройства одновременно воспроизводятся изображение исследуемого спектра, ореол от наблюдаемой звезды вокруг отверстия во входной диафрагме спектрографа и реперное перекрестие для удобства гидирования. Это позволяет гидировать звезды до $13-15^m$ при диаметре главного зеркала телескопа 0,5 м.

A TV SPECTROMETER WITH THE ENTRANCE SLIT VIEWING ON THE MONITOR, *by A.N. Abramenko.* A TV spectrometer as a component of the TV device of the small astrophysical telescope MTM-500 of the Crimean Astrophysical Observatory is described. This unit has the following peculiarity: a high sensitive TV tube is beeing used simultaneously as for spectrum registration, so for the guiding of the star in the entrance slit of the spectrograph. While doing so one obtains simultaneous images of the investigated spectrum on one part on the screen: and a halo of the observed star round the entrance slit with a cross–hairs on the other. It allows to track the stars up to $13-15^m$ with the diameter of the primary mirror 0,5 m.

Спектрометр собран на базе телевизионной аппаратуры, изготовленной по заказу Крымской астрофизической обсерватории и описанной в [1], и спектрографа, разработанного и изготовленного в КрАО.

При разработке спектрометра, входящего в состав телевизионного комплекса малого телескопа [2] – МТМ-500 КрАО ($D=0{,}5$ м), ставились следующие задачи:

обеспечение наведения исследуемого объекта на щель, его гидировки и контроля путем воспроизведения изображения щели и объекта на экране видеоконтрольного устройства (ВКУ) рядом с изображением спектра;

возможность установки решеток с разной дисперсией;

дистанционное управление поворотом решетки, введением спектра сравнения и регулировки его яркости;

возможность воспроизведения и регистрации спектра сравнения.

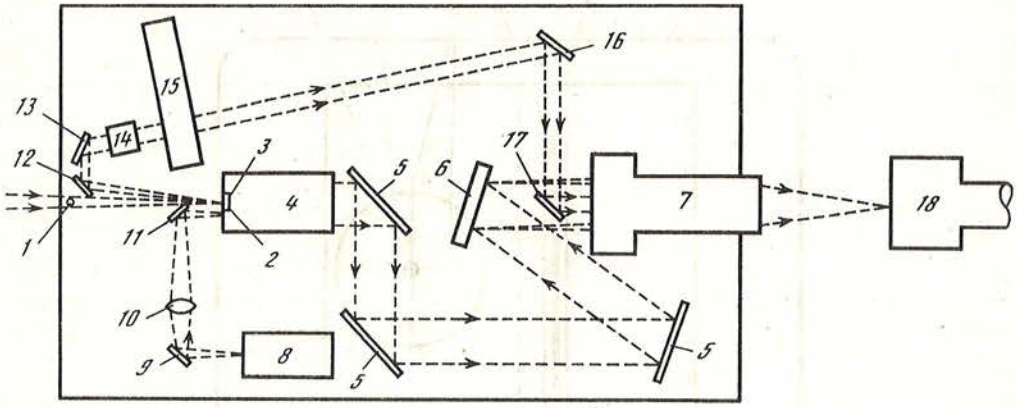


Рис. 1. Оптическая схема спектрографа

1 – светодиод типа КЛ-101; *2* – зеркальная диафрагма; *3* – отверстие в диафрагме; *4* – зеркальный коллиматор; *5* – зеркала переноса светового пучка на дифракционную решетку; *6* – дифракционная решетка ; *7* – камерный объектив; *8* – источник спектра – стабилитрон СГ-3; *9* – зеркало; *10* – объектив; *11* – передвижное зеркало для ввода спектра сравнения; *12, 13, 16, 17* – зеркала подсмотра диафрагмы спектрографа; *14* – объектив; *15* – турель сменных светофильтров; *18* – передающая телевизонная трубка

Схема спектрографа такова, что входной пучок света от телескопа и выходной пучок диспергированного света находятся на одной оси (рис. 1). Это обусловлено конструктивными особенностями крепления телевизионной камеры на телескопе. В спектрографе в качестве входной щели применяются сменные стеклянные диафрагмы с диаметрами отверстия 0,1; 0,15 или 0,2 мм; поверхность диафрагм алюминирована, а их диаметр равен 8 мм. Диафрагма на коллиматоре крепится под углом 6° относительно оптической оси телескопа. Изображение исследуемой звезды (и других близлежащих звезд), отраженное от диафрагмы, с помощью объектива и системы зеркал через камерный объектив проектируется на фотокатод передающей трубки (ЛИ-804) – в ту его часть, на которую не проектируется спектр. При регистрации спектра ярких звезд световой поток от звезды, проектируемой на диафрагму, ослабляется нейтральными фильтрами, установленными в специальной турели в спектрографе. Для визуального контроля положения диафрагмы и отверстия в ней на экране ВКУ она освещается светодиодом, установленным перед диафрагмой в центральной (нерабочей) части светового потока от телескопа.

Спектрограф укомплектован набором сменных решеток, обеспечивающих дисперсию 12,5; 25; 50 или 100 Å/мм, что соответствует спектральному разрешению спектрометра от 0,7 до 6 Å при диаметре отверстия в диафрагме 0,1 мм. С помощью подвижной линейки предусмотрена возможность смены диафрагм.

Для получения спектра сравнения в спектрографе смонтирован стабилитрон СГ-3, свечение которого обладает большим количеством спектральных линий излучения в рабочем диапазоне спектрометра. Световой поток от него с помощью объектива и системы зеркал проектируется на отверстие в диафрагме путем ввода зеркала, установленного на якоре реле, которое при срабатывании перекрывает световой поток от телескопа. Яркость спектра сравнения регулируется изменением протекающего через стабилитрон тока.

Коллиматор – зеркального типа, с фокусным расстоянием 500 мм. Камерный объектив имеет фокусное расстояние 300 мм.

Управление спектрографом – дистанционное, с пульта, установленного рядом с телевизионной установкой в помещении наблюдателя. С пульта осуществляется управление поворотом дифракционной решетки, переключение ввода и вывода зеркала для регистрации спектра сравнения, регулировка яркости спектра сравнения, регулировка

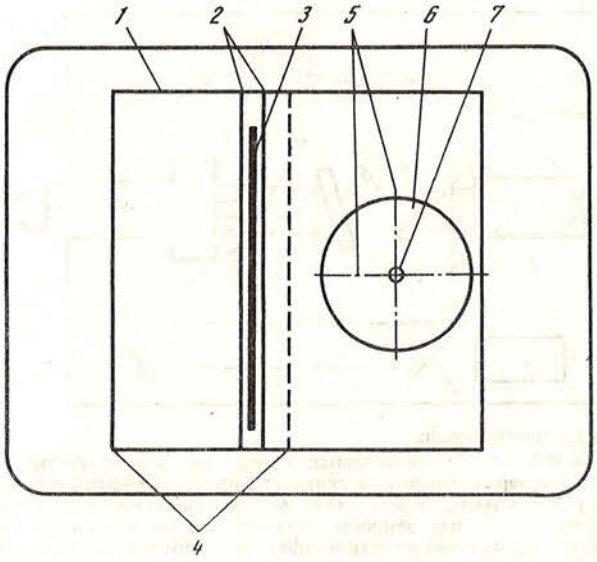


Рис. 2. Изображение экрана ВКУ во время регистрации спектра

1 – границы растра; *2* – контур строба; *3* – изображение спектра звезды или спектра сравнения; *4* – границы работы в режиме длительного накопления потенциального рельефа на мишени; *5* – перекрестие; *6* – изображение входной диафрагмы спектрографа; *7* – изображение отверстия в диафрагме

тока через светодиод, освещающий диафрагму, установка заданного фильтра в турели спектрографа и его индикация.

Из телевизионной аппаратуры, описанной в [1], используется только один канал – измерительный. Аппаратура несколько модернизирована. Кроме того, в ней осуществлена возможность режима работы, при котором потенциальный рельеф от изображения спектра, проектируемого на фотокатод, может длительное время накапливаться на мишени передающей трубки и воспроизводиться за время накопления один раз [3], в то время как изображение ореола от наблюдаемой звезды у отверстия диафрагмы (или звезд, проектируемых на ее поверхность) воспроизводится на ВКУ непрерывно. На рис. 2 показан экран ВКУ с выводимыми на него элементами изображения.

Для удобства и большей точности гидирования изображения звезды на отверстии в диафрагме в телевизионной установке генерируется изображение перекрестия, воспроизводимое на экране ВКУ. Центр перекрестия совмещается оператором с центром изображения отверстия в диафрагме спектрографа, после чего подсветка диафрагмы отключается. В дальнейшем центр перекрестия служит репером для гидировки наблюдаемой звезды. Стабильность положения репера на экране ВКУ такова, что с его помощью гидирование обеспечивается в течение нескольких часов без контроля положения изображения отверстия диафрагмы.

Спектральные наблюдения осуществляются следующим образом. Сначала площадка с исследуемой звездой отождествляется на ВКУ телевизионного гида [2], входящего в комплекс аппаратуры телескопа и имеющего поле зрения около 40′ дуги. Затем с помощью ключей гидирования изображение звезды перемещают так, чтобы оно было видно на экране ВКУ спектрометра (угловой размер диафрагмы спектрографа 1′ дуги) и совмещают с центром перекрестия. После этого, осуществляя соответствующее накопление потенциального рельефа на мишени, можно приступить к регистрации спектра. Для этого он ограничивается стробом (см. рис. 2), в пределах которого осуществляется построчная оцифровка видеосигнала с последующей передачей этой информации в ЭВМ

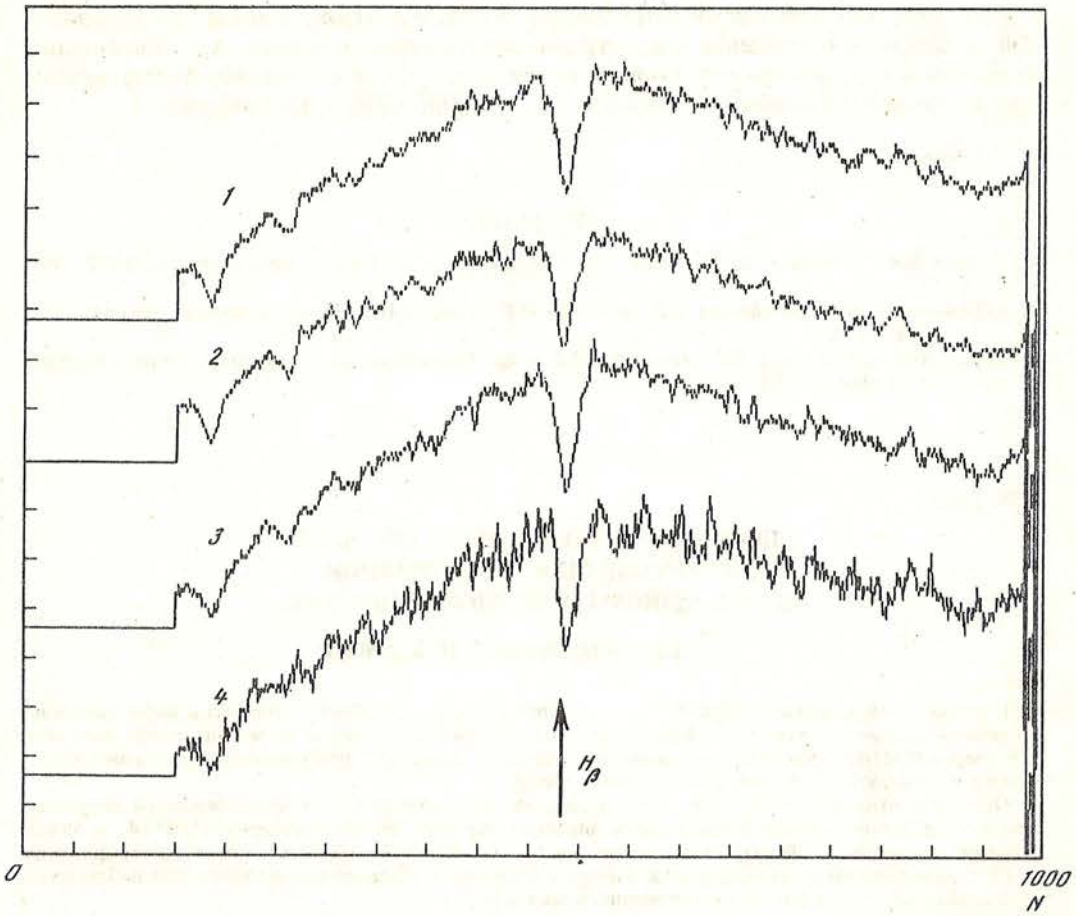


Рис. 3. Регистрограммы звезды № 5 NGC 6910 $V = 10^m,05$, полученные на телескопе МТМ-500 (D= 0,5 м) 4.07.1990 г.

Кривые *1–4* соответствуют усреднению 2300, 800, 500 и 100 телевизионных кадров. Время накопления на мишени передающей трубки 1,04 с. I – относительная интенсивность; N – номер канала

типа МЕРА-60 (спектр располагается перпендикулярно строчной развертке [1, 2, 3]). В ЭВМ, по желанию оператора, можно усреднять информацию от любого количества телевизионных кадров в промежутке от 2 до 9999.

Более чем трехмесячный опыт получения спектрограмм звезд разного блеска показал, что описанная система подсмотра изображения ореола наблюдаемого объекта вокруг отверстия в диафрагме спектрографа позволяет уверенно гидировать звезды от 13^m, при непрерывном воспроизведении изображения диафрагмы на ВКУ, и до 15^m – при накоплении потенциального рельефа на мишени до 1 с.

В качестве примера на рис. 3 приведены регистрограммы спектров звезды $V = 10^m,05$ в диапазоне от 150 до 980 каналов (дисперсия 1,2 Å/канал), с разным временем экспозиции: кривая *1* – 39 мин, *2* – 14 мин, *3* – 9 мин, *4* – 1,7 мин. Нуль-пунктами интенсивности каждой из регистрограмм являются горизонтальные линии от 0-го до 150-го каналов.

Автор глубоко благодарен сотрудникам КрАО В.К. Прокофьеву и В.В. Прокофьевой за советы и обсуждение конструкции спектрометра, аспиранту А.А. Шляпникову за советы и помощь при его сборке и юстировке, а также сотруднику Абастуманской обсерватории АН Грузии А.К. Майеру за изготовление зеркальных диафрагм.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Качмин В.А., Киреев А.А., Матвеев Г.Д., Якушин В.Н.* // Оптико-мех. пром-сть. 1987. № 9. С. 56–57.
2. *Абраменко А.Н., Прокофьева В.В., Бондарь Н.И.* и др. // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 78. С. 182–192.
3. *Абраменко А.Н., Агапов Е.С., Анисимов В.Ф.* и др. Телевизионная астрономия. 2-е изд., перераб. и дополн. М.: Наука, 1983. 272 с.

УДК 520.374

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЬЮТЕРА IBM PC XT В СИСТЕМЕ СБОРА ИНФОРМАЦИИ НА БАШЕННОМ СОЛНЕЧНОМ ТЕЛЕСКОПЕ

Л.В. Дидковский, В.И. Ханейчук

Персональный компьютер IBM PC XT подключен к системе сбора и обработки информации на Башенном солнечном телескопе КрАО в 1990 г. Данные наблюдений на магнитографе вводятся в PC через КАМАК-блоки, что обеспечивает совместимость с уже работающими приборами и возможность подключения новых измерительных каналов.

Основные отличия новой схемы регистрации данных наблюдений от применявшейся ранее заключаются в использовании более точных аналого-цифровых преобразователей (АЦП-14) и значительном (примерно в 30 раз) увеличении числа отсчетов $N = 15000$ за время интегрирования ≈ 49 с, что повышает статистическую точность измерений. Система применяется для наблюдений глобальных колебаний и общего магнитного поля Солнца.

THE USE OF THE COMPUTER IBM PC XT FOR DATA STORAGE SYSTEM AT THE SOLAR TOWER TELESCOPE, *by L.V. Didkovsky and V.I. Haneychuk.* A personal computer IBM PC XT is being used for the data storage and treatment at the Crimean Solar Tower Telescope in 1990. The observational data from the solar magnetograph enter PC through KAMAK blocks to provide compatibility with the existing hardware of the magnetograph and possibly an interface with new measuring channels.

The main differencies between new data handling system and the earlier one are applied for more precise analog-digit converters (ADC-14) and in the considerable ($\approx$ 30 times) increase of the count number $N = 15000$ during the time integration ≈ 49 s, that statistically increases the accuracy of measurements. The system is used as for the observations of global oscillations so for the mean magnetic field of the Sun.

С 1974 г. на Башенном солнечном телескопе (БСТ-1) КрАО ведутся исследования глобальных колебаний Солнца. В 1975 г. был установлен вычислительный комплекс (ВК) М-6000, на основе которого разработана система сбора и обработки информации [1]. На ВК регистрировалась информация первого и второго каналов магнитографа, измерявших дифференциальную (центр–край) лучевую скорость фотосферы Солнца [2]. Позже к ВК был подключен третий канал для регистрации (одновременной с БСТ-1) общего магнитного поля с магнитографа БСТ-2, изменений атмосферного давления с помощью разработанного в КрАО микробарографа, а также дифференциальных сигналов яркости в инфракрасном диапазоне спектра [3]. В 1983 г. к ВК была подключена фотодиодная матрица [4]. Из 256 ячеек в этой матрице было задействовано только 12, которые образовывали 4 краевые и центральную область на изображении Солнца. Такое ограничение на число используемых ячеек связано с двумя основными причинами. Первая заключалась в ограниченных возможностях цифропечати,

которая в реальном времени (каждую минуту) регистрировала результаты усреднения данных наблюдений. В каждую строку цифропечати можно было добавить результаты только шести дополнительных каналов информации с фотодиодной матрицы. Вторая причина связана с низким быстродействием ВК: при среднем времени съема информации с одной ячейки матрицы ≈ 0,2 мс время реакции ВК на эту информацию составляло ≈ 1,8 мс.

Подключение к ВК накопителя на магнитной ленте было выполнено в режиме копирования информации, выводимой на цифропечать. Это позволило постоянно контролировать записываемую информацию и легко переносить ее на более мощный ВК, но не сняло перечисленных выше проблем, к которым в 1990 г. прибавилась проблема выработанного ресурса ВК М-6000.

Поэтому, не прерывая наблюдений на БСТ-1, летом 1990 г. была выполнена работа по подключению двух каналов магнитографа к персональному компьютеру (PC) IBM PC XT.

1. Измерительный комплекс на базе PC XT

Персональный компьютер, который применяется в системе сбора информации на БСТ-1 имеет тактовую частоту 4,77 МГц, что хотя и является низким показателем для PC в настоящее время, позволяет, тем не менее, значительно повысить скорость съема информации при наблюдениях. Твердый диск на 20 Мбайт и оперативная память на 512 Кбайт (для сравнения: объем оперативной памяти на ВК равен 16 Кбайт) позволяют накапливать результаты наблюдений в течение многих часов и копировать их при необходимости на гибкий диск для последующей обработки на более мощном PC.

При выборе способа подключения научной аппаратуры к PC учитывался опыт, приобретенный при разработке измерительной системы на базе 32X32 фотодиодной матрицы [5], где связующим звеном между ЭВМ и матрицей были модули КАМАК. Основные преимущества подключения измерительной аппаратуры через КАМАК состоят в наличии большого набора многофункциональных КАМАК-блоков и в простоте расширения возможностей существующей системы сбора информации.

На рис. 1 приведена блок-схема системы сбора информации на БСТ-1, использующая PC. Крейт-контроллер КАМАК *8* (рис. 1), управляющий блоками по командам PC, связан с PC при помощи гибкого кабеля и специальной платы-вставки, которая устанавливается в свободный интерфейсный разъем PC. Преобразование аналоговой информации (±5 В, см. [1]) с выходных усилителей первого и второго каналов магнитографа *1* и 2 в цифровую форму производится с помощью двух 14-разрядных аналого-цифровых преобразователей АЦП-14 *3* и *4*. Синхронизирующие сигналы магнитографа и сигнал выключения фотогида *S* вводятся при помощи блока сопряжения *5* и входного регистра *6*. С помощью таймера *7* в PC можно записывать точное время начала очередного цикла интегрирования (усреднения информации).

Принятая схема подключения КАМАК к PC удобна с точки зрения программирования, так как регистры контроллера крейта занимают при этом место в оперативной памяти PC и обращение к ним осуществляется как к обычным ячейкам памяти. Программа сбора информации написана на языке Си, который позволяет легко, подобно ассемблеру, обращаться к нужным ячейкам памяти (регистрам КАМАК), и, кроме того, написанные на Си программы не зависят от конкретного типа компьютера.

Алгоритм программы состоит из нескольких частей. На первом шаге вводятся величины АТТ (коэффициенты ослабления сигнала манитографа) для калибровки и записи по каждому каналу. Затем идет процесс калибровки: собирается информация об уровнях сигналов, соответствующих заданной величине скорости (подробнее о методике калибровки см. [6]). Напомним, что в существующей схеме наблюдений интегрирование сигнала ведется в течение 50 с, а последующие 10 с пишется нулевой уровень. Следует отметить, что в программе предусмотрена задержка на 1 с в

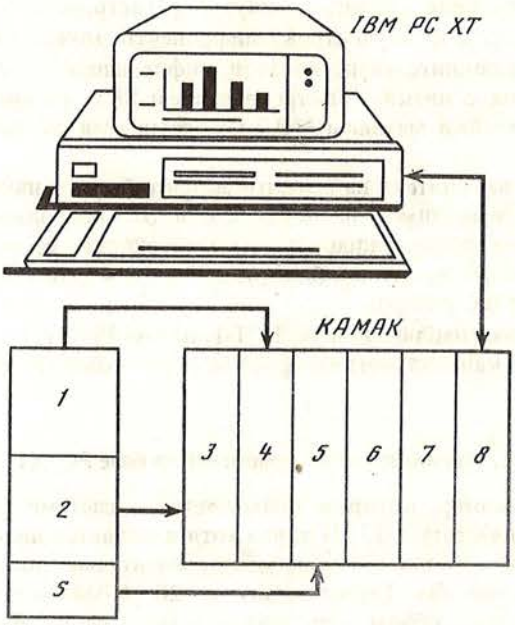


Рис. 1. Блок-схема стыковки персонального компьютера IBM PC XT с двумя каналами магнитографа БСТ-1 (*1, 2*)

КАМАК-блоки: *3, 4* – преобразователи аналоговой информации в цифровую (АЦП-14); *5* – интерфейсный блок для ввода синхроимпульсов *S* через входной регистр *6* в крейт-контроллер *8*; *7* – таймер

начале интегрирования каждой минуты, чтобы не учитывать положение пера самописца на время переходного процесса, в течение которого сигнал изменяется от нуля до уровня текущих измерений. Поэтому время интегрирования составляет 49 с. Первый отсчет калибровки не используется, чтобы в течение этой минуты иметь возможность коррекции аппаратуры магнитографа. После окончания калибровки программа переходит в режим наблюдений, собирая данные с самописцев и переводя отсчеты лучевой скорости в единицы "метр в секунду". На диске создается файл с именем, соответствующим дате текущего дня, куда через каждую минуту записывается порядковый номер, время начала усреднения и значения скорости первого и второго каналов. Эта же информация выводится на дисплей. В программе предусмотрены прерывания от клавиатуры, по которым можно одновременно со сбором информации записать комментарий к прошедшей минуте наблюдений или завершить программу.

2. Тестовые измерения

Для проверки работы системы сбора информации были выполнены измерения точности и стабильности преобразования аналоговой информации двух каналов магнитографа в цифровой код. К сожалению, имеющиеся в нашем распоряжении АЦП-14 обладают тем недостатком, что время преобразования сигнала зависит от величины и полярности измеряемого напряжения. Максимальное время преобразования $\approx 0{,}002$ с получается при наибольшем допустимом положительном напряжении 7 В (при максимально допустимом отрицательном напряжении – 7 В время преобразования минимально). Поэтому, количество отсчетов за цикл усреднения (49 с в наших измерениях) будет зависеть от величины и полярности сигнала и изменяется в пределах от 10000 до 20000 отсчетов (от 400 до 800 отсчетов за 1 с). Увеличение числа отсчетов от ≈ 500 [1] до ≈ 15000 позволяет существенно улучшить статистическую точность измерений.

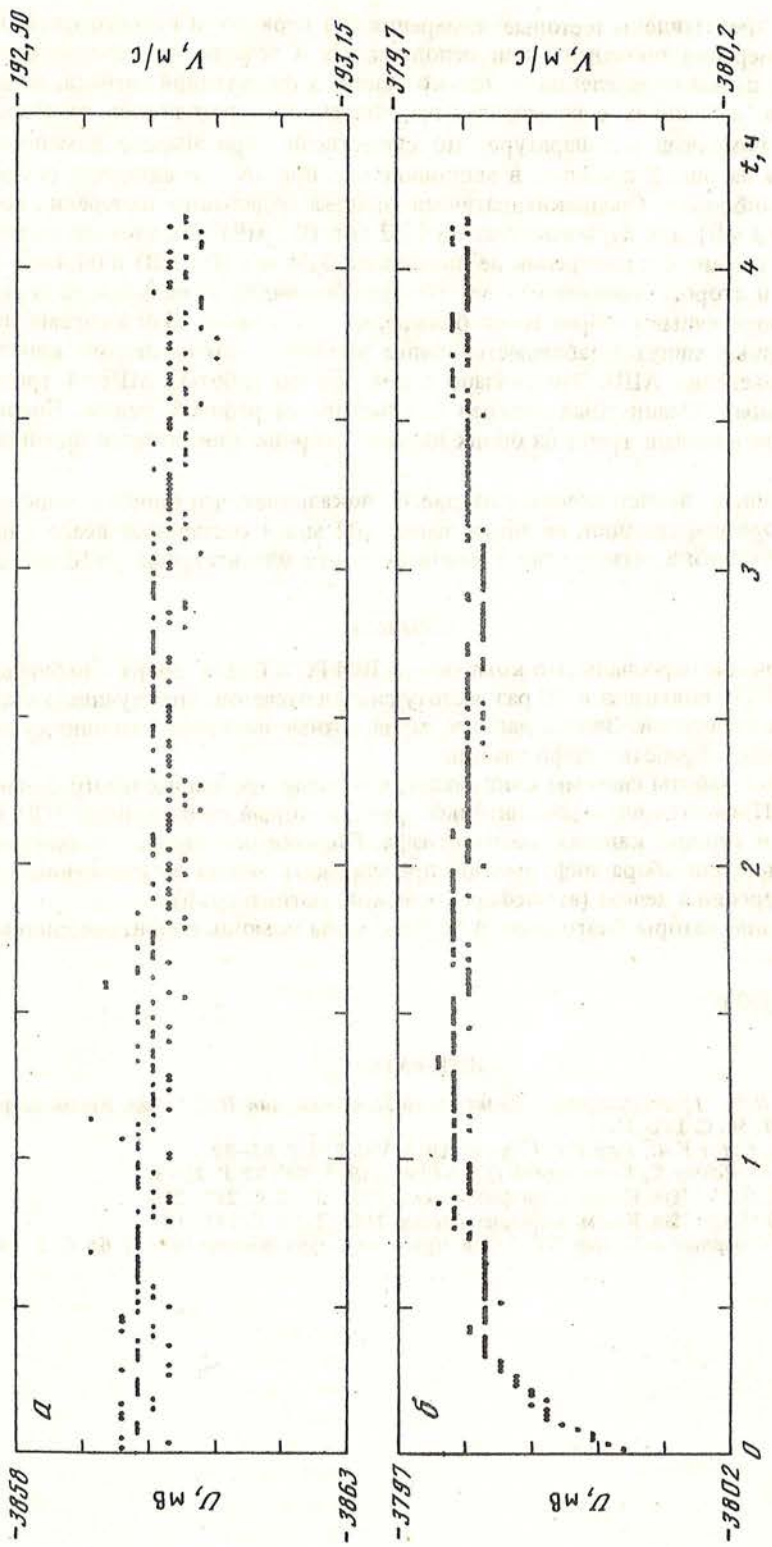


Рис. 2. Тестовые измерения постоянного уровня напряжения в течение 4 ч на первом (*а*) и втором (*б*) каналах магнитографа

На рис. 2 представлены тестовые измерения для первого и второго каналов магнитографа. Измерения проведены при неподвижных в течение 4 ч положениях перьев самописцев с целью определения не только быстрых флуктуаций сигнала, но и медленных дрейфов, связанных с возможной нестабильностью источников питания, АЦП и случайными помехами в аппаратуре, что существенно при анализе врменных рядов. Левая шкала на рис. 2 показана в милливольтах, правая – в единицах скорости при типичной калибровке. Среднеквадратичная ошибка отдельного измерения составляет 0,015 м/с (0,3 мВ) для первого канала и 0,02 м/с (0,2 мВ) для второго канала. Плавный тренд в течение 4 ч измерений не превышает 0,04 м/с (0,7 мВ) и 0,04 м/с (0,4 мВ) для первого и второго каналов соответственно. Как видно из рисунка, на первом канале среднеквадратичный разброс точек больше, чем на втором. В то же время на втором канале в первые минуты наблюдается более заметная, чем на первом канале, нестабильность поведения АЦП. Это связано с тем, что для работы с АЦП-14 требуется их предварительный 30-минутный прогрев для выхода на рабочий режим. После указанного прогрева плавный тренд на обоих каналах хорошо описывается линейным приближением.

Анализ данных, представленных на рис. 2, показывает, что ошибки, вносимые этой системой сбора информации, не превышают 0,02 м/с и составляют всего лишь 1/500 часть средней ошибки регистрации лучевой скорости магнитографа ($\approx$10 м/с, см. [6]).

3. Выводы

1. Подключение персонального компьютера IBM PC XT для сбора наблюдательных данных на БСТ-1 повысило в 30 раз частоту снятия отсчетов, что улучшило статистическую точность измерений. Запись данных на магнитные носители позволит существенно сократить время обработки информации.

2. Проверка работы системы показывает, что после предварительного 30-минутного прогрева АЦП имеется плавный линейный тренд, который не превышает 0,01 м/с в час на первом и втором каналах магнитографа. Ошибки регистрации и плавный тренд, вносимые системой сбора информации, пренебрежимо малы по сравнению с погрешностями измерений в целом (атмосфера, телескоп, магнитограф).

В заключение авторы благодарят А.М. Чижова за помощь в монтаже системы сбора информации.

Ноябрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Границкий Л.В., Границкая Л.А., Дидковский Л.В., Никулин Н.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1977. Т. 56. С. 181–188.
2. *Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87–89.
3. *Kotov V.A., Koutchmy S., Koutchmy O.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 21–35.
4. *Дидковский Л.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1985. Т. 72. С. 217–225.
5. *Дидковский Л.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 78. С. 177–181.
6. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1982. Т. 65. С. 3–34.

УДК 520.2 + 520.2/8 + 520.3/8

О ПРИМЕНЕНИИ ПЗС-МАТРИЦЫ В АДАПТИВНОМ ТЕЛЕСКОПЕ

П.И. Борзяк, Л.В. Дидковский, А.И. Долгушин, Н.В. Стешенко, В.В. Сычев

Рассмотрены проблемы применения ПЗС-матрицы в качестве датчика наклонов волнового фронта в адаптивном телескопе. Проанализирован алгоритм определения координат центра тяжести оптического пучка. Получены выражения для вычисления ошибок координат. Моделирование процесса фокусировки оптического пучка (от 5 до 3 пикселей), близкого к гауссовой форме показывает, что при исходном отношении сигнала к шуму ≈ 3 ошибка вычислений координат центра тяжести ≈ 0,3 пиксела матрицы.

Собран лабораторный макет для испытаний датчика наклонов волнового фронта на базе ПЗС-матрицы и магнитострикционных приводов перемещений. В макете установлен реальный шестигранный сегмент (с эквивалентным диаметром 40 см) адаптивного составного зеркала. Съем информации с матрицы и управление элементами макета осуществляется ЭВМ на базе процессора СМ-1420.

ON THE CCD ARRAY APPLICATION IN ADAPTIVE TELESCOPE, *by P.I' Borzijak, L.V. Didkovsky, A.I. Dolgushin, N.V. Steshenko and V.V. Sychev.* The problems of the CCD array application as a sensor of a wavefront tilts in adaptive telescope are considered. The algorithm of mass centre coordinate determination of the optical beams is analyzed. The expressions for the computation errors are obtained. The simulation of the gaussian shape optical beam focusing (from 5 to 3 pixels) shows computation error to the mass centre coordinates ≈ 0,3 pixels for the initial SNR ≈ 3.

The exprerimental installation to test a CCD wavefront tilts sensor and the one on magnetostriction actuators in manufactured. A real hexagonal segment (with 40 cm equivalent diameter) of adaptive mirror is used is this equipment. The CCD array is read out and the hardware is controlled by a computer sustem on the base of CM-1420 processor.

Земная атмосфера искажает волновой фронт, идущий от звезды, что выражается в изменении его амплитуды, фазы или в наклоне фронта. Компенсация атмосферных искажений возможна с помощью адаптивного телескопа.

Одним из основных элементов адаптивного телескопа является датчик волнового фронта, регистрирующий текущие характеристики волнового фронта, прошедшего через земную атмосферу и оптику телескопа.

Главными методами контроля, на основе которых может быть построен датчик волнового фронта, являются интерферометрический, теневой и метод Гартмана [1].

Нашей задачей является разработка макета на основе реального шестигранного сегмента адаптивного зеркала с применением ПЗС-матрицы в качестве датчика смещения оптического пучка, формируемого этим сегментом телескопа. Смещения изображения могут быть вызваны инструментальными, например тепловыми рассогласованиями, а также определяться искажениями (наклонами) волнового фронта, прошедшего турбулентную атмосферу.

В наблюдательной астрометрии и астрофизике существует ряд задач, которые могут успешно решаться с помощью ПЗС-матриц. Такие задачи, как создание фундаментальной системы координат наблюдаемых звезд и анализ их спектров, как правило, требуют оценки координат центра тяжести изображения выбранного объекта – звезды или спектральной линии.

Применение ПЗС-матрицы в адаптивных телескопах также основано на анализе временных вариаций изображения звезды (звезд) для последующего уменьшения этих вариаций путем сдвигов (адаптации) подвижных элементов зеркала. Как и в случае применения ФЭУ для оценки смещения оптического пучка от заданного положения [2], применение ПЗС-матрицы предполагает отделение части светового потока, собираемого телескопом. Однако по сравнению с методом установки на оси телескопа в его фокальной плоскости стеклянной пирамиды (для отделения в анализатор изображения части оптического пучка от исследуемой звезды) [2], метод контроля изображения, основанный на применении ПЗС-матрицы, имеет ряд преимуществ. Одно из основных преимуществ заключается в возможности исследовать слабую звезду, а управлять при этом режимом адаптации по изображению более яркой звезды, находя-

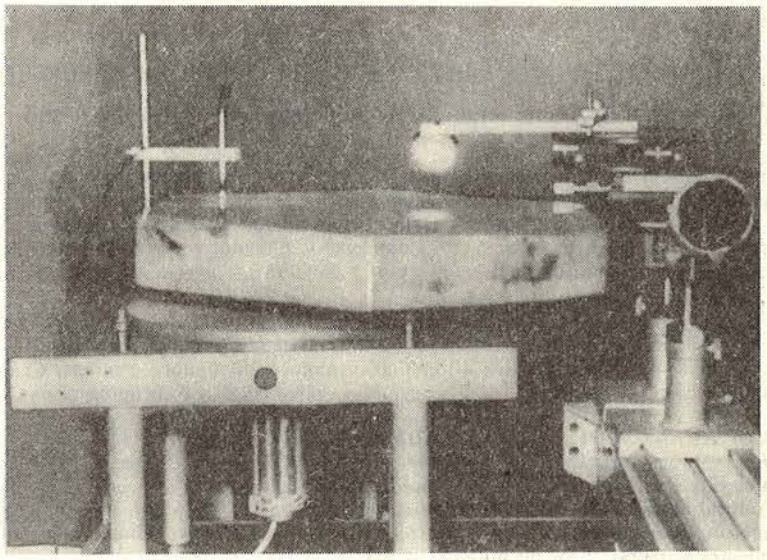


Рис. 1. Фрагмент экспериментальной установки с реальным сегментом адаптивного зеркала для испытаний датчика наклонов волнового фронта
Ниже основания виден магнитострикционный привод

щейся на небольшом угловом расстоянии от первой, а также по нескольким более ярким звездам.

Размеры пикселей матрицы, как правило, значительно меньше размеров изображения звезды, что позволяет получить выигрыш в чувствительности к перемещению изображения по сравнению с датчиками, где при смещении оптического пучка изменяется только освещенность фотоприемника (например, фотокатода ФЭУ).

1. Постановка задачи. Измерительный прибор

Постановка задачи включала два этапа. На первом этапе оценивалось отношение сигнал/шум при разных значениях светового потока и разном времени накопления. В качестве исходных элементов задавались: оптическая схема телескопа, величина смещения (наклона) сегмента составного главного зеркала, спектральный диапазон и идеализированная (бесшумовая) ПЗС-матрица.

На втором этапе работы моделировалась оптическая схема телескопа: в качестве подвижного зеркала применялся шестигранный сегмент составного зеркала с эквивалентным диаметром 40 см (рис. 1). Перемещение этого сегмента осуществлялось магнитострикционным приводом[1] с диапазоном перемещения ±10 мкм, управляемым от ЭВМ. Контроль перемещения (наклона) осуществлялся как с помощью ПЗС-матрицы, так и с применением измерителя перемещений с индуктивным преобразователем нулевого класса точности.

Для макета адаптивного зеркала, главными назначениями которого являются отработка взаимодействия всех элементов системы сбора информации, анализ оптического пучка и управление сегментом в реальном времени, мы не стали специально отбирать матрицу с хорошими метрологическими характеристиками. Нами был применен прибор промышленного телевидения "Матрица" на основе 256X288-элементной ПЗС-матрицы. Прибор был предварительно модифицирован для хранения в оператив-

---

[1] Магнитострикционные приводы были разработаны сотрудниками Уфимского авиационного института.

ной памяти информации двух полукадров и для связи его с ЭВМ типа МЕРА-60. После запуска в эксплуатацию более мощного вычислительного комплекса ЭРА-КАМАК-2420 на базе процессора с плавающей запятой прибор с ПЗС-матрицей был доработан и подключен к этому комплексу.

Для контроля смещения оптического пучка на ПЗС-матрице был разработан алгоритм анализа изображения и соответствующее математическое обеспечение эксперимента.

2. ПЗС-матрица в качестве датчика смещения оптического пучка

Известно, что основными факторами, ограничивающими точность методов контроля положения оптического пучка являются: 1) малая мощность светового сигнала и фотонный шум; 2) собственные шумы датчика, включая считывание и оцифровку информации; 3) флуктуации прозрачности земной атмосферы; 4) погрешности, связанные с дефектами механических и оптических элементов телескопа.

Первые два фактора являются основными при определении пригодности того или иного датчика волнового фронта в данной схеме телескопа.

Эффективность применения ПЗС-матрицы в качестве датчика смещения изображения звезды, формируемого отдельным сегментом с эквивалентными диаметрами d_1 = 90 см и d_2 = 40 см (эти размеры взяты из предположения, что составное главное зеркало имеет диаметр около 3 и 1,2 м соответственно), можно оценить по получаемому отношению сигнал/шум для звезд различного блеска и при разных временах накопления.

Для эквивалентного фокусного расстояния телескопа 30 м (d_1 = 90 см) и 12 м (d_2 = = 40 см) и для искаженного земной атмосферой видимого углового размера звезды около 0,7″ соответствующие размеры изображения в фокальной плоскости будут ≈ 100 и 40 мкм соответственно. Зададимся угловым смещением звезды на 0,05″, что приведет к сдвигу ее изображения в фокальной плоскости на 7,3 мкм (d_1) и 3 мкм (d_2).

Предположим, что пятно рассеяния имеет резкий край (в сечении – прямоугольник) с шириной, равной диаметру изображения звезды. Оценим, с каким отношением сигнал/шум ПЗС-матрица будет чувствовать перемещение изображения звезд различного блеска для различного времени накопления сигнала.

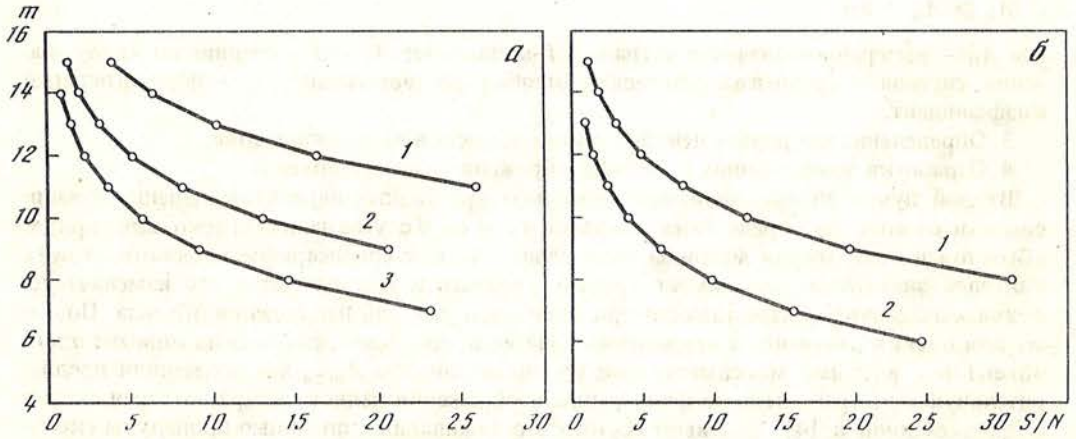


Рис. 2. Зависимость отношения сигнал шум (S/N) от видимой звездной величины m для углового смещения звезды 0,05″ и различного времени τ накопления сигнала ПЗС-матрицей
а – d_1 = 90 см, F = 30 м; *б* – d_2 = 40 см, F = 12 м. *1–3*: τ = 1 с (*1*); 0,1 (*2*); 0,02 (*3*)

Световой поток L (лм), проникающий в телескоп диаметром d (дюйм) от звезды величины m при наблюдении вблизи зенита в наилучших условиях для визуальной области спектра, можно определить по следующей формуле [3]:

$$\lg L = 2\lg d - 0{,}4m - 9{,}05. \qquad (1)$$

Зададимся средней длиной волны фотонов $\lambda \approx 555$ нм. Вычислим разностный полезный сигнал, связанный с перемещением изображения вдоль строк матрицы, и соответствующий статистический фотонный шум.

В процессе вычислений мы задавались коэффициентами 2-кратного отражения от главного и вторичного зеркал телескопа (0,8×0,8), а также квантовым выходом ПЗС-матрицы (0,5).

Результаты вычислений для звезд различного блеска и времени накопления сигнала приведены на рис. 2, где по оси ординат отложена визуальная звездная величина, а по оси абсцисс – отношение сигнал/шум (S/N).

Предположим, что наш прибор уверенно определяет координаты изображения звезды при отношении $S/N \geqslant 2$. Тогда при цикле съема информации 0,1 с (частота 10 Гц – частота атмосферных флуктуаций, выше которой наблюдается значительное уменьшение их амплитуды) режим адаптации активного зеркала телескопа будет эффективным при наблюдении звезд ярче 14 (d_1) и 11,5 (d_2) звездных величин.

3. Анализ изображения на ПЗС-матрице

Изображение, получаемое на матрице, может содержать несколько ярких точек (звезд). Максимальная для данного кадра точность гидирования (коррекции возникающих сдвигов изображения, связанных с данным сегментом телескопа) достигается при анализе информации от всех элементов изображения на матрице, а в простейшем случае – от изображения самой яркой звезды.

Рассмотрим примененный нами один из возможных алгоритмов обработки полученного изображения. Он состоит из следующих этапов:

1. Выделение изображения самой яркой звезды.

2. Задание прямоугольной зоны, включающей это изображение, и ограниченной по каждой стороне прямоугольника пикселами, в которых перестает выполняться условие

$$A_n \geqslant A_0 + k\sigma, \qquad (2)$$

где A_n – измеренное значение сигнала в i-м пикселе; A_0 и σ – средние по кадру значения сигнала и среднеквадратическая ошибка соответственно; k – положительный коэффициент.

3. Определение координат центра тяжести объекта в выделенной зоне.

4. Отработка возникающих сдвигов изображения данного объекта.

Второй пункт алгоритма имеет несколько различных вариантов решения в зависимости от способа определения значений A_0 и σ. В случае наличия нескольких ярких объектов в поле зрения матрицы определение A_0 как среднеарифметического от всех пикселей значительно поднимает уровень среднего и увеличивает σ, что изменяет условия вычисления центра тяжести при изменении условий наблюдения объекта. Поэтому для оценки различий в вычислениях значений среднеквадратических ошибок σ для объектов с разными максимальными уровнями сигнала A_{max} мы применили предварительную пространственную фильтрацию изображения данного кадра, которая сходна с предложенной в [4]. Ее смысл состоит в сглаживании с помощью процедуры скользящего среднего данных измерений A_{ij} для i строк матрицы (j – число столбцов) и в вычислении остатков "измерение минус скользящее среднее". По остаткам определяется значение среднеквадратической ошибки σ_1 для данного кадра.

В таблице приведены значения A_{max} и A_0 (максимальных и средних амплитуд соот-

Значения амплитуд (в единицах аналого-цифрового преобразователя) и среднеквадратических ошибок для разных условий наблюдений

Условия наблюдений	A_{max}	A_0	σ_0	σ_1^*
Один яркий объект	247	96,5	22,2	1,8
Фон	103	94,2	1,1	0,76
Один объект средней яркости	179	95,0	5,0	0,86
Темнота	81	78,1	1,2	0,6

ветственно по результатам измерений на приборе "Матрица", а также среднеквадратических ошибок σ_0 и σ_1.

Значения σ_1^* получены после выполнения пространственной фильтрации с прямоугольным окном шириной 5 пикселей (или 0,1 мм на матрице). Рассмотрение таблицы позволяет сделать некоторые выводы, касающиеся выбора оптимального режима обработки информации. Оптимальность режима определяется компромиссом между точностью определения координат центра тяжести и временем вычислений. Очевидно, что максимальная точность достигается при анализе информации всех писелей, относящихся к данному объекту (на уровне значимости, например 3σ).

1. Значения среднеквадратических отклонений σ_0, вычисленных для всего кадра сильно зависят от количества и яркости объектов в данном кадре, что затрудняет их применение для определения уровня ограничения (2).

2. Значения σ_0 для невозмущенной области кадра (фона) лишь ненамного отличаются от σ_0 для темноты и могут применяться для определения уровня ограничения (2) в случае анализа объектов, у которых значения сигналов превышают 2–3 σ_0.

3. Наиболее слабые объекты (сигнал $\approx \sigma_0$; в таблице не приведены) можно, по-видимому, выделить в данном кадре, если применить пространственную фильтрацию, которая в значительной степени ($\sim$1,5 раза) снижает шумы, связанные с неоднородной чувствительностью ячеек матрицы. Однако при этом увеличивается время анализа информации. Эти же шумы можно учесть после освещения матрицы плоским полем соответствующей интенсивности.

4. Вычисление координат центра тяжести изображения звезды. Ошибки вычислений

После определения прямоугольного окна, ограничивающего выбранное изображение звезды, запускается процедура определения центра тяжести этого изображения. Вычисляется также стандартная ошибка измеренных координат, которая может служить критерием пригодности данной звезды (отношения ее сигнала к шуму) для коррекции возникающих рассогласований.

Метод вычисления координат центра тяжести близок к описанному в [5, 6] и основан на решении простого уравнения, которое в векторной форме имеет следующий вид:

$$\mathbf{r} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{n} M_i \mathbf{r}_i, \tag{3}$$

где M_i и $\mathbf{r}_i$ – это "масса" (амплитуда сигнала на единичной площади пиксела) и радиус-вектор элемента изображения (пиксела) относительно начала координат, например верхнего левого угла выделенной прямоугольной области; M – это скалярная сумма "масс" всех элементов в данной области; n – число элементов изображения в выделенной области. Для двумерной задачи реализация алгоритма вычисления центра тяжести на ЭВМ сводится к вычислению трех сумм и двух арифметических действий.

Таким образом, представив уравнение (3) в координатной форме, получим коор-

динаты центра тяжести (ЦТ) внутри выделенной области:

$$X_{ЦТ} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^{l} \sum_{i=1}^{k} A_{ij}\, i, \tag{4}$$

$$Y_{ЦТ} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{k} \sum_{j=1}^{l} A_{ij}\, j, \tag{5}$$

где M – это "масса" изображения в выделенной области (сумма амплитуд всех элементов), k и l – число элементов в строке и в столбце выделенной области соответственно.

В [6] приводится подробный анализ эффективности алгоритма измерения координат звезды, основанного на вычислениях координат ЦТ объекта по "массам" (произведениям площадей пикселей на измерямый сигнал) и по моментам этих масс относительно выбранного начала координат.

Вместе с тем существуют различные подходы при определении ошибки координат ЦТ в случае применения ПЗС-матрицы, как инструмента для определения точных координат звезды [6] и как датчика наклонов волнового фронта в адаптивном телескопе. В первом случае ошибка определяется отклонением изображения в данном кадре от среднего из N накопленных кадров. Во втором случае, кроме анализа накопленной информации, который дает представление о медленных сдвигах изображения звезды, нужно рассматривать также сдвиги изображения в каждом кадре по отношению к предыдущему.

Важную роль приобретает также определение среднего значения фона неба, при котором можно использовать максимальное число "информативных" пикселей, относящихся к данному объекту. Если нижний уровень ограничения сигнала матрицы задать немного превышающим среднее значение фона неба, то при вычислении ошибки определения ЦТ следует принимать во внимание следующие факторы: квантовую природу света, шумы ПЗС-матрицы и флуктуации сигнала, связанные с неоднородностями земной атмосферы (предполагается, что на матрице формируется изображение звезды только одним жестким элементом адаптивного зеркала).

Следует отметить, что флуктуации сигнала, связанные с земной атмосферой представляются (с точки зрения процесса адаптации) полезным информационным сигналом, что является еще одним отличием от [6] при оценке ошибок определения ЦТ. Полезность этой информации имеет смысл до определенной границы, связанной с быстродействием системы адаптации и с характером атмосферных флуктуаций. Требование к быстродействию адаптивной системы обычно оговаривается в диапазоне от 0,01 с [1] до 0,1 с [2].

Поэтому основными шумовыми факторами являются два – флуктуации, связанные с квантовой природой света и с шумами ПЗС. Шумы отдельных ячеек ПЗС можно изучить для конкретного режима измерений и учесть как некоторый коэффициент, повышающий ошибку измерения координат ЦТ. Таким образом, ошибку определения координат ЦТ можно вычислить исходя из выражений (4), (5), если вместо значений амплитуд сигнала A_{ij} подставить соответствующие значения $A_{ij} \pm S_{ij}$, где S – среднестатистический шум.

Тогда значение координат ЦТ, например $X_{ЦТ}$, для данного кадра с учетом ошибки можно представить в таком виде:

$$X_{ЦТ} = \left[\sum_{i=1}^{n} A_i \pm \left(\sum_{i=1}^{n} S_i^2\right)^{1/2}\right]^{-1} \left(\sum_{i=1}^{k} A_i 1_k^t \pm \sum_{i=1}^{k} S_i 1_k^t\right)\Delta x, \tag{6}$$

где n – число пикселей в выделенной области; k – число пикселей по координате X; $1_k = [1, 2, 3 \ldots k]$ – матрица расстояний от оси Y до центров соответствующих пикселей; Δx – размер одного пиксела.

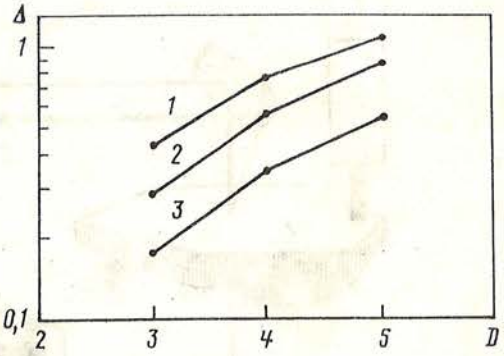


Рис. 3. Изменение абсолютной ошибки Δ (в пикселах; шкала логарифмическая) при вычислении координат центров тяжести оптических пучков с различными значениями S/N при фокусировке изображения диаметром D от 5 до 3 пикселей

1–3: $S/N = 3$ (*1*); 6 (*2*); 15 (*3*)

Обозначим $(\sum_{i=1}^{n} S_i^2)^{1/2} = R$ и $\sum_{i=1}^{n} S_i 1^t_k = P$. Тогда выражение (6) можно переписать в виде

$$X_{\text{ЦТ}} = (\sum_{i=1}^{n} A_i)^{-1} (\sum_{i=1}^{k} A_i 1^t_k)\Delta x \pm N, \tag{7}$$

где

$$N = [P^2/(\sum_{i=1}^{n} A_i)^2 + [(\sum_{i=1}^{k} A_i 1^t_k)\Delta x]^2 R^2/(\sum_{i=1}^{n} A_i)^4]^{1/2}. \tag{8}$$

Здесь N является стандартной ошибкой вычисления координат ЦТ (в данном случае координаты $X_{\text{ЦТ}}$ анализируемого кадра).

Полученное выражение (8) было использовано нами для определения ошибки координат центра тяжести при моделировании на ЭВМ оптических пучков, имеющих в сечении форму, близкую к гауссовой. При этом предполагалось, что оптический пучок фокусируется, уменьшая свой диаметр от ≈ 5 до ≈ 3 пикселей. Отношение сигнал/шум при этом возрастает, что позволяет более точно определить координаты ЦТ. На рис. 3 приведены вычисленные ошибки Δ (в пикселах) при трех значениях S/N= 3,6, 15. Приведенные значения S/N соответствуют сфокусированным пучкам (с диаметрами около 3 пикселей).

5. Макет элемента адаптивного зеркала

Для лабораторных испытаний датчика волнового фронта на базе ПЗС-матрицы, магнитострикционных приводов перемещения и компьютерного обеспечения была собрана оптическая схема, показанная на рис. 4 (см. также рис. 1). Изображение точечного источника света S с помощью вогнутого сферического зеркала *1* и плоского зеркала *2* формируется на фоточувствительной поверхности ПЗС-матрицы. Полученный сигнал, пройдя через электронный блок матрицы и КАМАК, обрабатывается ЭВМ СМ-2420. Выработанный сигнал управления подается через КАМАК на магнитострикционый привод *4*, который перемещает сферическое зеркало *1*, что вызывает перемещение изображения на матрице. Таким образом, мы имеем управляемую систему с обратной связью. С помощью контактного датчика перемещений *3* производится контроль величины перемещения зеркала *1*. На телемониторе ТВ можно наблюдать изображение источника S в реальном времени, а также один (произвольно выбранный) кадр изображения и некоторые этапы его обработки.

С помощью различных диафрагм и светофильтров (на рисунке не показаны) мы получали на матрице изображение источника света различной геометрической формы и с различными уровнями освещенности для проверки разработанных алгоритмов.

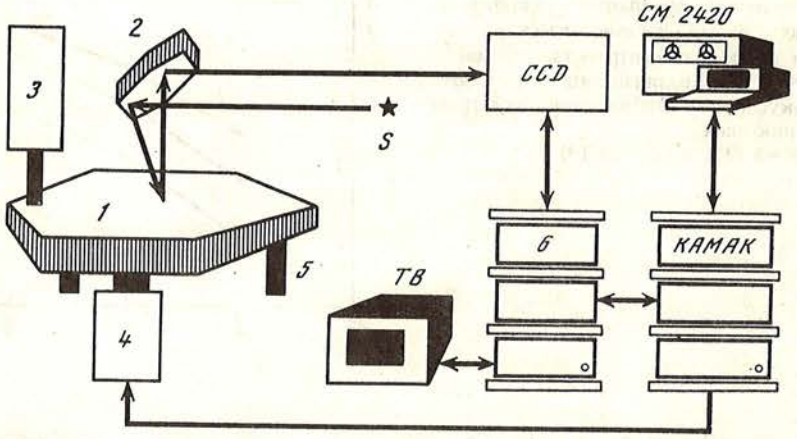


Рис. 4. Схема лабораторной установки для испытаний датчика наклонов волнового фронта
1 – сегмент адаптивного зеркала; *2* – плоское зеркало; *3* – контактный датчик перемещений; *4* – магнитострикционный привод; *5* – опора; *S* – точечный источник света

Выводы

Примененная нами ПЗС-матрица из системы промышленного телевидения не является специально отобранной для точных измерений. Вместе с тем, после незначительной доработки и стыковки ее с ЭВМ она позволяет на лабораторном макете проанализировать основные проблемы применения матриц в качестве датчиков наклонов волнового фронта адаптивного телескопа. Кроме того, с помощью такого датчика можно исследовать динамику приводов отдельных сегментов составного зеркала телескопа и работу контактных датчиков перемещения.

По результатам работы можно сделать следующие выводы:

1. Рассмотрены проблемы применения ПЗС-матрицы в качестве датчика волнового фронта в адаптивном телескопе.Теоретические расчеты показали, что в предложенной оптической схеме телескопа и при условии применения матрицы с квантовой эффективностью $\approx 50\%$ при отношении $S/N \geqslant 2$ можно корректировать волновой фронт от звезд ярче 14 (d_1 = 90 см) и 11,5 (d_2 = 40 см) звездных величин с частотой коррекции 10 Гц.

2. Получены выражения для вычисления ошибок определения координат центра тяжести изображения.

3. Собран лабораторный макет для испытаний датчика наклона волнового фронта на базе ПЗС-матрицы и магнитострикционных приводов отдельных сегментов составного зеркала телескопа. Макет состыкован с ЭВМ на базе процессора СМ-1420.

Декабрь, 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Витриченко Э.А.* // Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп: Сб. ст. / Под ред. А.Х. Курмаева, В.С. Шевченко. Л.: Наука, 1988. С. 31–37.
2. *Стешенко Н.В., Сычев В.В.* // Там же. С. 5–10.
3. *Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
4. *Дидковский Л.В., Котов В.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 1988. Т. 80. С. 118–124.
5. *Суслов Г.К.* Теоретическая механика. М.; Л.: Гостехтеориздат, 1946. 655 с.
6. *Крылков В.Ф., Шагулин И.В., Шаталов А.А.* и др. // Кинематика и физика небесных тел. 1989. Т. 5, № 6. С. 13–17.

МАЙЯ БОРИСОВНА ОГИРЬ

1933–1991

6 ноября 1991 г. безвременно ушла из жизни Майя Борисовна Огирь – один из старейших сотрудников Крымской астрофизической обсерватории. Вся жизнь и все силы ее были отданы исследованиям в области физики Солнца.

В 1957 г. после окончания Киевского государственного университета им. Т.Г. Шевченко Майя Борисовна начала работу в Крымской астрофизической обсерватории и прошла путь от лаборанта до научного сотрудника, кандидата физико-математических наук. В 1971 г. она защитила диссертацию на тему: "Развитие хромосферных вспышек и выбросов и их движение относительно магнитного поля". Она принимала участие в проведении большой и важной работы по исследованию структуры магнитных полей в районе солнечных вспышек. В результате было установлено, что чем сильнее вспышка, тем больший градиент поля предшествует ее появлению: вспышки сопровождаются выбросами, движущимися вдоль магнитного поля.

Майя Борисовна была основным наблюдателем на хромосферном телескопе КГ-1. Одной из первых начала изучение мощных двухленточных вспышек. С ее участием установлен очень важный наблюдательный факт о всплытии нового магнитного потока перед вспышкой. Широко известен ряд ее работ по выявлению периодичности появления вспышек, по исследованию связи вспышек с радиоизлучением и рентгеновским излучением.

В течение последних шести лет жизни Майя Борисовна с большим энтузиазмом и творческой отдачей работала по исследованию структуры магнитного поля и электрических токов в солнечной атмосфере. Ею в соавторстве получен ряд новых результатов, в частности о синхронном изменении площади группы пятен со средней плотностью вертикального электрического тока, о зависимости появления вспышек от направления электрического поля, о наличии и структуре электрических токов в невозмущенных областях Солнца.

Майя Борисовна всегда с большой ответственностью и добросовестностью относилась к работе, к наблюдениям. Результаты, полученные в более чем 80 научных работах Майи Борисовны, по-новому ставят проблему о солнечной активности. Имя ее широко известно научной общественности мира.

Ни один период ее жизни не прошел без активной общественной работы: была она и членом профкома, и членом товарищеского суда, и профоргом отдела, и членом родительского комитета в школе. Любую общественную работу выполняла с присущим ей энтузиазмом, с желанием помочь людям.

Майя Борисовна вырастила двоих прекрасных детей, была заботливой и любящей матерью и женой, добрым и отзывчивым товарищем. Ее жизнерадостность, оптимизм и энергия всегда помогали окружающим ее людям. Такой она и останется в нашей памяти.

ХРОНИКА

В результате очередных выборов в Академию наук СССР в декабре 1990 г. директор обсерватории доктор физ.-мат. наук Н.В. Стешенко избран членом-корреспондентом АН СССР.

С 1 января 1990 г. обсерватория участвует в Программе фундаментальных исследований Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На конкурсе проектов по программе было подано 16 предложений, из которых все получили финансирование.

В феврале в обсерватории проходило рабочее совещание по проекту "Спектр-УФ", в котором участвовали представители Италии, Германии, Канады, Чехо-Словакии и СССР.

В октябре–ноябре в п. Кацивели (лаборатория радиоастрономии) состоялось совещание рабочей группы "Активные ядра галактик".

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе ряда совещаний, конференций, семинаров: IV школа по космической физике (Суздаль); рабочая группа по солнечной активности и семинар "Школа наблюдателей" (Ленинград); 9-й ежегодный семинар по физике солнечной плазмы (Львов); конференция по физике Солнца и пленум секции "Солнце" Астросовета (Ашхабад); совещание рабочей группы "Цикличность и прогноз" (Ленинград); конференция по теории переноса излучения (Ленинград); III Всесоюзное совещание по поляриметрическим методам в астрофизике (Ленинград); совещание "Физика скоплений галактик и активность галактических ядер" (Ленинград); научное совещание рабочей группы по спектрофотометрическим и фотометрическим стандартам (Киев); совещание рабочей группы по астероидам и 6-е Всесоюзное совещание по высокоорбитным спутникам (Ужгород); совещание "Поляры" (САО); научный семинар "Исследование солнечной активности. Солнечный ветер. Планеты" (РАС ФИАН, Пущино); XXII Всесоюзная конференция "Радиотелескопы и интерферометры" (Ереван); заседание бюро совета "Радиоастрономия" (Нижний Новгород) – и других совещаний по научным и научно-организационным вопросам.

В обсерваторию на различные сроки приезжали ученые и специалисты из многих стран мира для проведения совместных работ и их обсуждения, для наблюдений на больших телескопах, для обмена опытом, для общего ознакомления с обсерваторией, ее оборудованием, тематикой исследований и их результатами.

В феврале и октябре для проведения наблюдений и обсуждения совместных работ обсерваторию посещал И. Туоминен (Финляндия).

Для участия в рабочем совещании по проекту "Спектр-УФ" в феврале в обсерватории побывали: Р. Чиаппетти, Р. Фаломо, С. Моросси, П. Сантин, Г. Седмак, Э. Танци, Г. Тонделло (Италия), С. Ручинский (Канада), В. Шенайх, Х. Беккер-Росс, С. Флорек (Германия), Л. Гриц (Чехо-Словакия).

В мае обсерваторию посетил К.А. Кавабата (Япония) для участия в заседании рабочей группы "Физика космической плазмы".

В июне для проведения фотометрических наблюдений в обсерватории был Л. Етсу (Финляндия).

В течение двух недель в июне в обсерватории работал А.Ф. Аль-Галяль (Египет).

В июне для продолжения совместных работ в обсерватории был В. Пиирола (Финляндия).

С кратковременными визитами в обсерватории в июле побывали А. Кипленгер и Э. Родс (США).

Р. Лутхарт и Г. Хакке (Германия) приезжали в июле для совместных наблюдений.

В сентябре обсерваторию посетили Ж. Коллат (Венгрия) и Л. Кривский (Чехо-Словакия).

В сентябре–октябре для проведения совместных спектральных наблюдений в обсерватории была С. Хубриг (Германия).

Для обсуждения сотрудничества в области радиоастрономии в сентябре в обсерватории побывал С. Урпо (Финляндия).

В октябре обсерваторию посетили С. Калер и Д. Муллан (США) для обсуждения проблем физики Солнца.

В октябре –ноябре в обсерватории работали А. Антов и Р. Антова (Болгария).

Для знакомства с обсерваторией и обсуждения вопросов сотрудничества в области гамма-астрономии в ноябре обсерваторию посетили С.А. Бат, Р. Каул, Р. Сутар (Индия).

Ряд сотрудников обсерватории выезжали за границу для участия в международных совещаниях, конференциях, симпозиумах, для проведения совместных работ и т.п.

В начале 1991 г. (январь–март) А.Г. Косовичев выезжал в США на три месяца для продолжения совместных работ по изучению внутреннего строения Солнца.

И.С. Саванов находился в Финляндии с марта по июнь для совместных работ по исследованию активных звезд поздних спектральных классов.

С.И. Гопасюк посетил в апреле Китай для проведения совместных работ по физике Солнца.

Л.И. Цветков в апреле–июне работал на выставке "Исследование космического пространства в СССР", проходившей в Испании.

В мае А.А. Степанян выезжал в Италию, где принимал участие в совещании "Пограничные объекты астрофизики и физики элементарных частиц".

В мае Н.В. Стешенко и П.П. Петров выезжали в Канаду на совещание по проекту "Спектр-УФ".

В июне А.В. Брунс был во Франции для обсуждения совместных исследований по гелиосейсмологии с использованием космической техники.

В июле А.А. Степанян участвовал в работе Европейского симпозиума по космическим лучам в Англии.

В июле П.П. Петров, А.Г. Щербаков, И.С. Саванов, Н.И. Шаховская, Е.С. Дмитриенко, З.А. Щербакова выезжали в Финляндию для участия в Коллоквиуме МАС № 130 "Солнце и холодные звезды: активность, магнетизм, динамо".

Л.С. Любимков, И.С. Саванов, Т.М. Рачковская, Н.С. Чуваева находились в августе в Болгарии для участия в работе Симпозиума МАС № 145 "Эволюция звезд: влияние на фотосферное содержание элементов".

С сентября по декабрь Ю.Ф. Юровский, М.М. Поздняков выезжали на Кубу для совместных работ по радиоастрономии.

Р.Е. Гершберг и Л.С. Любимков были приглашены в сентябре для чтения лекций на 4-й Молодежной школе по астрономии в Белоградчике (Болгария).

П.Ф. Чугайнов в сентябре участвовал в работе симпозиума НАТО "Эволюция углового момента молодых звезд" в Италии.

В октябре в работе 12-й Европейской астрономической конференции в Швейцарии приняли участие В.П.Гринин, А.Н. Бабин, В.И. Ханейчук.

А.Е. Тарасов выезжал в Германию в октябре для участия в совещании по быстрой переменности ОВ звезд.

В октябре в Италии было проведено обзорное совещание по проекту "Спектр-УФ", в котором участвовали Н.В. Стешенко, П.П. Петров, Р.Е. Гершберг, В.И. Проник, И.В. Ильин, А.Ю. Силина.

В октябре А.Г. Косовичев выехал в Великобританию на три года для проведения совместных работ по гелиосейсмологии.

Н.С. Чуваева и В.П. Маланушенко работали месяц в октябре–ноябре в Венской обсерватории в Австрии и участвовали в совещании по звезде ЕТ Андромеды.

В октябре А.В. Степанов и Н.Н. Степанян были во Франции и участвовали в работе совещания "Динамика солнечных вспышек".

В ноябре–декабре В.А. Котов выезжал в Великобританию на три недели для продолжения совместных работ по пульсациям Солнца.

Н.И. Бондарь работала десять дней в ноябре в Германии в фототеке Зоннебергской обсерватории.

А.Г. Щербаков выехал на месяц в декабре в Финляндию для продолжения работ по изучению активности и магнетизма холодных звезд.

В 1990 г. Л.В. Дидковский и В.И. Абраменко успешно защитили кандидатские диссертации; представил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук А.С. Мицкевич.

В 1990 г. вышли из печати 81-й и 82-й тома "Известий Крымской астрофизической обсерватории". В мае сдан в издательство 85-й том, в декабре – настоящий, 86-й том "Известий".